

**ПЛОВДИВСКИ УНИВЕРСИТЕТ
„ПАИСИЙ ХИЛЕНДАРСКИ“
UNIVERSITY OF PLOVDIV „PAISII HILENDARSKI“**

**НАУЧНИ ТРУДОВЕ
SCIENTIFIC STUDIES**

**ТОМ 39, КН. 4, 2015
VOL. 39, FASC. 4, 2015**

**ФИЗИКА
PHYSICS**

**УНИВЕРСИТЕТСКО ИЗДАТЕЛСТВО
„ПАИСИЙ ХИЛЕНДАРСКИ“**

UNIVERSITY OF PLOVDIV „PAISII HILENDARSKI“
SCIENTIFIC STUDIES, VOL. 39, FASC. 4, 2015
PHYSICS

Редакционна колегия:
доц. д-р Мария Марудова
доц. д-р Желязка Райкова

ISSN 0861-0029

СЪДЪРЖАНИЕ

ОПТИКА, ФОТОНИКА И ЛАЗЕРНА ФИЗИКА

ПРИЛОЖЕНИЕ НА МЕТОДА НА КРАЙНИТЕ РАЗЛИКИ ЗА ИЗСЛЕДВАНЕ МОДОВИЯ СЪСТАВ НА МНОГОСЛОЕН ПЛАНАРЕН ВЪЛНОВОД <i>И. Иванов, Н. Божинев.....</i>	9
ПОВИШАВАНЕ НА КПД НА ЛАЗЕР НА ЗЛАТНИ ПАРИ <i>А. Богатинов.....</i>	17
МАТРИЦИ НА ВЪЗБУЖДАНЕ И ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ И СИНХРОННА ФЛУОРЕСЦЕНТНА СПЕКТРОСКОПИЯ ЗА ДЕТЕКТИРАНЕ НА ГАСТРОИНТЕСТИНАЛНИ ТУМОРИ <i>Ц. Генова, Е. Борисова, Н. Пенков, Б. Владимиров, А. Желязкова, Л. Аврамов.....</i>	20
ГОЛЯМО ФОТОИНДУЦИРАНО ДВУЛЪЧЕПРЕЧУПВАНЕ, НАБЛЮДАВАНО В ШИРОК СПЕКТРАЛЕН ДИАПАЗОН В АМОРФЕН АЗОПОЛИМЕР <i>Д. Даскалова, Б. Благоева, Д. Назърова.....</i>	26
ФОТОИНДУЦИРАНО ДВУЛЪЧЕПРЕЧУПВАНЕ В СЛОЕВЕ ОТ ВОДОРАЗТВОРИМ АЗОПОЛИМЕР С РАЗЛИЧНА ДЕБЕЛИНА <i>Г. Матеев, Д. Иванов, Л. Неделчев.....</i>	32
ТЕМПЕРАТУРНАТА ЗАВИСИМОСТ НА ПРОПУСКАНЕТО НА GAAS ПЛАСТИНКА ВЪВ ВЛАКНЕСТО-ОПТИЧНА СХЕМА НА ПРОПУСКАНЕ <i>В. Димитрова, Г. Дянков, Т. Ефтимов</i>	39
ИЗСЛЕДВАНЕ НА ПРОЦЕСА РЯЗАНЕ НА ОБРАЗЦИ ОТ ПЛЕКСИГЛАС С CO₂-ЛАЗЕР И ЛАЗЕР НА CuBr <i>Н. Ангелов, Ц. Тодоров.....</i>	47
МАРКИРАНЕ НА ИЗДЕЛИЯ ОТ СТОМАНА 20 КР С ВЛАКНЕСТО-ОПТИЧЕН ЛАЗЕР <i>Н. Ангелов , Ц. Тодоров.....</i>	53
ИЗСЛЕДВАНЕ НА ЛАЗЕРНО МАРКИРАНЕ НА ИЗДЕЛИЯ ОТ КОНСТРУКЦИОННА СТОМАНА 30CHGS <i>Н. Ангелов, Д. Господинов, З. Куманова</i>	59
ЛАЗЕРНО МАРКИРАНЕ НА 1D И 2D BAR-КОДОВЕ <i>Н. Ангелов , З. Куманова.....</i>	65
ПРЕДИМСТВА НА СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧНИТЕ МЕТОДИ ЗА АНАЛИЗ НА МЛЯКО И МЛЕЧНИ ПРОДУКТИ <i>В. Кабаджов</i>	71

ФИЗИКА НА КОНДЕНЗИРАНАТА МАТЕРИЯ И НАНОТЕХНОЛОГИИ

ВЛИЯНИЕ НА МЕТОДА НА ПОЛУЧАВАНЕ ВЪРХУ СТРУКТУРНИТЕ И МАГНИТНИ СВОЙСТВА НА НАНОРАЗМЕРЕН AL-ЗАМЕСТЕН БАРИЕВ ХЕКСАФЕРИТ <i>П. Пенева, Т. Куцарова, С. Колев, Ч. Гелев</i>	<i>91</i>
ION IMPLANTATION USES FOR NANOSCALE RAM MEMORIES IN DIAMOND-LIKE CARBON <i>M. Sandulov, M. Berova, T. Tsvetkova, D. Wright</i>	<i>97</i>
ION IMPLANTATION APPLICATIONS FOR HIGH DENSITY DATA ARCHIVING IN DIAMONDLIKE CARBON <i>M. Berova, M. Sandulov, T. Tsvetkova, L. Bishoff.....</i>	<i>102</i>

ЕЛЕКТРОНИКА, КОМУНИКАЦИИ И ИНЖЕНЕРНИ ТЕХНОЛОГИИ

МАТЕРИАЛНИ БАЛАНСИ НА ТРАНСМУТАЦИОННИ ЯДРЕНИ ГОРИВНИ ЦИКЛИ <i>И. Найденов , К. Филипов</i>	<i>109</i>
ИКОНОМИЧЕСКИ АНАЛИЗ НА ГОРИВНИ КАСЕТИ ЗА РЕАКТОРИ ТИП ВВЕР – 1000 <i>Г. Герова.....</i>	<i>116</i>
ВЛИЯНИЕ НА ДИАМЕТЪРА НА ЦЕНТРАЛНИЯ ОТВОР НА ГОРИВНАТА ТАБЛЕТКА ВЪРХУ НЯКОИ ЕКСПЛОАТАЦИОННИ ХАРАКТЕРИСТИКИ НА ЯДРЕНОТО ГОРИВО <i>К. Филипов, Й. Георгиев, К. Зашев</i>	<i>122</i>
ХАРДУЕРНА ПЛАТФОРМА ЗА ИЗГРАЖДАНЕ НА 3D ПРИНТЕР <i>Св. Димитров, Вл. Моллов, Сл. Любомиров</i>	<i>128</i>
ХАРДУЕРНА ПЛАТФОРМА ЗА ИЗГРАЖДАНЕ НА СИГНАЛНО-ОХРАНИТЕЛНА СИСТЕМА <i>Л. Карамитев, А. Четрафилов, С. Любомиров</i>	<i>135</i>
КОНСТРУКТИВНО-ТЕХНОЛОГИЧНИ ОСОБЕНОСТИ НА СТЕНД ЗА ИЗСЛЕДВАНЕ НА АВТОМОБИЛНИ ПРОМЕНЛИВОТОКОВИ ГЕНЕРАТОРИ <i>Ал. Кесеруан, Сл. Божков, К. Киранов</i>	<i>140</i>
ПРОЕКТНО-БАЗИРАН ЕЛЕКТРОНЕН КУРС „ПРОГРАМИРАНЕ НА МИКРОКОНТРОЛЕРИ В СРЕДА НА АРДУИНО“ <i>В. Начев, Д. Токмаков</i>	<i>146</i>

АДАПТИВНО АНТИКРИЛО ЗА АВТОМОБИЛ	
<i>К. Недев</i>	154
КОМПЮТЪРНО ПРОЕКТИРАНЕ НА АВТОМОБИЛЕН ДЕТАЙЛ	
<i>А. Кичуков, А. Гозманов, С. Божков, Г. Станева</i>	160
КОМПЮТЪРЕН АНАЛИЗ НА АВТОМОБИЛЕН ДЕТАЙЛ	
<i>Ст. Гергьовски, Д. Данчев, Й. Петков, Сл. Божков, Г. Станева</i>	166
ПАРАМЕТРИ НА DC-DC ПРЕОБРАЗОВАТЕЛ НА „TEXAS INSTRUMENT“, ИЗСЛЕДВАНЕ ЧРЕЗ ИЗПОЛЗВАНЕ НА КИТ – МОДУЛ	
<i>Ив. Узунов, Зл. Хунев, Д. Шехова</i>	172
ИНЖЕНЕРНО ПРОЕКТИРАНЕ НА ТРАНСАТМОСФЕРНИ ОПТИЧНИ КОМУНИКАЦИОННИ СИСТЕМИ	
<i>Хр. Шишков, Н. Кафадарова</i>	177
РАБОТЕЩ МОДЕЛ НА ЙОНИЗАТОР НА ВЪЗДУХ	
<i>Х. Абдулахов, В. Райдовска</i>	184

ТЕОРЕТИЧНА И МАТЕМАТИЧЕСКА ФИЗИКА

КРИТИЧЕН СПЕЦИФИЧЕН ТОПЛИНЕН КАПАЦИТЕТ НА МОДЕЛ НА КЛАСИЧЕСКИ АНХАРМОНИЧЕН КРИСТАЛ С ДАЛЕКОДЕЙСТВИЕ	
<i>Д. Стойчев, Ек. Писанова</i>	191
КВАНТОВИ ТОЧКИ: КЛАСИФИКАЦИЯ, КВАНТОВО-РАЗМЕРНИ ЕФЕКТИ И БИОПРИЛОЖЕНИЯ	
<i>Д. Янакиев, Ек. Писанова</i>	196
HOLOGRAPHIC MESONS IN GLOBAL PILCH-WARNER GEOMETRY	
<i>R. Rashkov, T. Vetsov</i>	202
APPROXIMATE SOLUTION OF THE MODIFIED NONLINEAR SCHRÖDINGER EQUATION	
<i>I. Bojkoliev, A. Dakova, L. Pavlov</i>	211

МЕТОДИКА НА ОБУЧЕНИЕТО ПО ФИЗИКА

GRAPHICAL INTERPRETATION OF THE PHENOMENON PHOTOELECTRIC EFFECT IN SECONDARY SCHOOL	
<i>H. Petrova</i>	221

Оптика, фотоника и лазерна физика



ПРИЛОЖЕНИЕ НА МЕТОДА НА КРАЙНИТЕ РАЗЛИКИ ЗА ИЗСЛЕДВАНЕ МОДОВИЯ СЪСТАВ НА МНОГОСЛОЕН ПЛАНАРЕН ВЪЛНОВОД

И. Иванов, Н. Божинев

*Физически факултет
Пловдивски университет „Паисий Хилендарски“*

1. Въведение

Хората казват, че се намираме във века на информацията и това е напълно вярно; за нас е нормално да използваме интернет скорост от няколко Gbits, скорост – недостижима допреди няколко години. Но едновременно с това и нашите потребности са се променили. Всяка година се налага да се развиват нови технологии, които да удовлетворят поне част от търсенето на пазара. Една такава технология са вълноводите. Те намират голямо приложение под формата на оптични влакна и са познати на всеки заради възможностите си да се използват за различни форми на кабелна комуникация като телевизия, интернет например. Недостатък на тази технология е, че за пренос на по-голямо количество информация кабелите трябва да бъдат по-дебели и по-тежки, което, от своя страна влиза в разрез с технологичните ограничения над техния размер. Решение на този проблем е да се разработят вълноводи, които да имат множество слоеве, всеки с дебелина от няколко нанометъра. По този начин теглото и големината им ще се намалят за сметка на количеството информация, която ще може да се предава. В тази посока можем да се развиваме много, но едно от най-важните неща е да се разработи модел, по който тези слоеве да се изчисляват. Целта на този доклад е точно такава – да се предложи един модел за изчисляване на многослойни планарни вълноводи по метода на крайните разлики.

2. Описание на модела

За описание на многослойен планарен вълновод ще използваме класическия електродинамичен подход.

- Електромагнитното поле се описва с уравненията на класическата електродинамика, а средата се характеризира с променящ се от слой в слой показател на пречупване. Считаме, че показателят на пречупване се мени по оста $0x$ и остава постоянен в равнината $y0z$ за конкретна стойност на x .

- За времевата зависимост допускаме периодичност с честота ω .
- Посоката на вълновия фронт се избира в положителна посока на оста $0z$.

- Комбинирайки $\nabla \times \vec{E} = i\omega\mu\vec{H}$ и $\nabla \times \vec{H} = -i\omega\varepsilon\vec{E}$

от уравненията на Максвел, получаваме

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = -i\omega\mu\nabla \times \vec{H} = \omega^2\mu\varepsilon\vec{E},$$

което е вълновото уравнение за всяка една от компонентите на $\vec{E}$ и $\vec{H}$.

- Падащото лъчение представяме като плоска монохроматична поляризирана вълна, разпространяваща се по оста z .

Очевидно общият вид на векторите на ЕМ полето може да се представи във вида:

$$U(x, y, z, t) = u(x)e^{i\beta z}e^{-i\omega t}.$$

За напречните характеристики на вектора на електричното поле (ТЕ модовете) различна от 0 е само компонентата по оста $0y$.

$$\vec{E} = (0, E_y(x, z), 0)$$

Намирайки я за вектора на интензитета на магнитното поле, имаме:

$$\vec{H} = \frac{1}{\omega\mu_0} \left(-\beta\vec{E}, 0, i\beta \frac{\partial}{\partial x} \vec{E} \right).$$

Най-общо $E_y(x, z) = u(x)e^{i\beta z}$, където β е константата на разпространение. Тя трябва да е една и съща за всички слоеве. Тогава $u(x)$ удовлетворява следното едномерно скаларно вълново уравнение:

$$\frac{d^2 u(x)}{dx^2} + n^2(x)k^2 - \beta^2 u(x) = 0.$$

По подобен начин се постъпва и за ТМ модовете, като различна от 0 е само компонентата по оста $0y$:

$$\vec{H} = (0, H_y(x, z), 0)$$

След определянето ѝ за вектора на интензитета на електричното поле имаме:

$$\vec{E} = \frac{1}{\omega \varepsilon_0 n^2(x)} \left(-\beta \vec{H}, 0, i\beta \frac{\partial}{\partial x} \vec{H} \right)$$

Тук също можем да представим $H_y, x, z = u(x)e^{i\beta z}$, където β е константата на разпространение. Тя отново трябва да е една и съща във всички слоеве. Следователно $u(x)$ удовлетворява следното едномерно скалярно вълново уравнение:

$$n^2(x) \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{n^2(x)} \frac{du(x)}{dx} \right) + n^2(x)k^2 - \beta^2 u(x) = 0$$

- Анизотропните свойства на средата са изцяло дефинирани чрез функционалната зависимост на комплексната диелектрична проницаемост $\varepsilon(x) = n^2(x)$, където $n(x)$ е променящият се от слой в слой показател на пречупване, а $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ е дължината на вълната.

- Величините β и $n(x)$ могат да бъдат както реални, така и комплексни (например при металите).

За удобство се въвежда ефективен показател на пречупване $n_{eff} = \text{Re}(\alpha)$, $\alpha = \frac{\beta}{k}$, където α се нарича нормирана константа на разпространение. Имагинерната част на $\text{Im}(\alpha)$ отразява загубите за дадения мод.

Собствената функция, съответстваща на дадено α , представлява конфигурацията на полето за тази константа на разпространение.

При описание на *граничните условия* ще се ръководим от следните физични съображения:

Допускаме, че спектърът от собствените стойности трябва да е дискретен при дадени условия и непрекъснат при други.

Дискретен спектър имаме, когато $\Delta = k\sqrt{n^2(x) - \alpha^2}$ е изцяло имагинерна величина. Това е възможно, когато:

1. ефективният показател на пречупване α е по-голям от показателя на пречупване на подложката n_s (граничен слой), ако $n_s > n_c$;
2. ефективният показател на пречупване α е по-голям от показателя на пречупване на външния слой n_c (също граничен слой), при положение че $n_c > n_s$.

Непрекъснат спектър имаме във всички останали случаи, т.е. $\Delta = k\sqrt{n^2(x) - \alpha^2}$ е изцяло реална величина.

• Последното, което е нужно да се направи, е да се въведе квазинепрекъснатост на функциите, описващи различните слоеве. Това се прави чрез допускането, че в точката x_j на границата между слоевете с различни коефициенти на пречупване са изпълнени връзките:

$$u(x_{j+}) = u(x_{j-})$$

$$\frac{1}{\mu_j} \frac{du}{dx} \Big|_{x_{j+}} = \frac{1}{\mu_{j-1}} \frac{du}{dx} \Big|_{x_{j-}} \quad \mu_j = \begin{cases} 1 & \text{за ТЕ вълни} \\ n_j^{-2} & \text{за ТМ вълни} \end{cases}$$

Знакът $+$ е за положителна посока от слоя j , а $-$ за отрицателна.

От математична гледна точка разрешаването на нашия проблем е еквивалентно на решаването на **модифицираната задача на Щурм-Лиувил**, но за комплекснозначна коефициентна функция $q(x)$ пред неизвестната търсена функция и $\rho(x) = 1$.

В най-общ вид:

$$L[y] \equiv \frac{d}{dx} \left[p(x) \frac{dy}{dx} \right] - q(x)y(x)$$

$$L[y] + \lambda \rho(x)y(x) = 0,$$

$$\alpha_1 y'(a) + \beta_1 y(a) = 0, \quad \alpha_1^2 + \beta_1^2 \neq 0;$$

$$\alpha_2 y'(b) + \beta_2 y(b) = 0, \quad \alpha_2^2 + \beta_2^2 \neq 0;$$

Дискредитацията чрез метода на крайните разлики (FD), при който заменяме втората производна чрез 3-точков диференциален шаблон $\frac{d^2 u}{dx^2} = \frac{u_{i+1} - 2u_i + u_{i-1}}{x_{i+1} - x_{i-1}}$. Грешката, която правим, е от вида $O(h^2)$.

За улеснение избираме разликата между всеки две последователни $h_i = x_{i+1} - x_i$ за една и съща равна на h , но това не е задължително.

Така получаваме алгебричните системи...

за ТЕ модове

$$u_0 = 0, \quad u_N = 0$$

За вълноводни модове

$$u_0 - \sqrt{k^2 n_s^2 - \beta^2} u'_0 = 0 \quad \text{За изтичащи модове}$$

$$u_N - \sqrt{k^2 n_c^2 - \beta^2} u'_N = 0$$

$$\left(\frac{1}{k^2 h_i^2} \right) u_{i-1} + \left(n^2(x_i) - \frac{2}{k^2 h_i^2} \right) u_i + \left(\frac{1}{k^2 h_i^2} \right) u_{i+1} = \left(\frac{\beta}{k} \right)^2 u_i, \quad i = 1, \dots, N-1$$

$$u'_0 = \frac{-3u_0 + 4u_1 - u_2}{x_2 - x_0} \quad \text{и} \quad u'_N = \frac{3u_N - 4u_{N-1} + u_{N-2}}{x_N - x_{N-2}}, \quad \text{където } h_i = x_i - x_{i-1}.$$

За ТМ модове

$$u_0 = 0, \quad u_N = 0$$

За вълноводни модове

$$u_0 - \sqrt{k^2 n_s^2 - \beta^2} u'_0 = 0 \quad \text{За изтичащи модове}$$

$$u_N - \sqrt{k^2 n_c^2 - \beta^2} u'_N = 0$$

$$\left(\frac{1}{k^2 h_i^2} + \frac{n^2(x_{i+1}) - n^2(x_{i-1})}{2h_i n^2(x_i) k^2} \right) u_{i-1} + \left(n^2(x_i) - \frac{2}{k^2 h_i^2} \right) u_i +$$

$$\left(\frac{1}{k^2 h_i^2} - \frac{n^2(x_{i+1}) - n^2(x_{i-1})}{2h_i n^2(x_i) k^2} \right) u_{i+1} = \left(\frac{\beta}{k} \right)^2 u_i, \quad i = 1, \dots, N-1$$

$$u'_0 = \frac{-3u_0 + 4u_1 - u_2}{x_2 - x_0} \quad \text{и} \quad u'_N = \frac{3u_N - 4u_{N-1} + u_{N-2}}{x_N - x_{N-2}},$$

където $h_i = x_i - x_{i-1}$.

Получената матрица има тридиагонална форма, но е с комплексни коефициенти.

3. Опитни резултати и анализ

За да проверим доколко методът ни съответства на реалните експерименти, направихме модул в MATLAB, с който симулирахме множество вълноводи. Резултатите по-долу са дадени под формата на таблици, така че да може да се сравнят резултатите ни с тези от различни експерименти.

Пример 1

4-слоен вълновод без загуби [1] за TE, $\lambda_0 = 0.6328 \mu\text{m}$

	n	d[10 ⁻⁶ m]	Мод	Резултати от статията	Нашите резултати
1	1.5	0.63	TE ₁	1.622728682	1.622803798499622
2	1.66	0.5	TE ₂	1.605275698	1.605142120064714
3	1.60	0.5	TE ₃	1.557136152	1.557092578621945
4	1.53	0.5	TE ₄	1.503587112	1.503366339541218

4-слоен вълновод без загуби [1] за ТМ

	n	d[10 ⁻⁶ m]		Резултати от статията	Нашите резултати
1	1.5	0.63	TE ₁	1.620031318	1.620107538948245
2	1.66	0.5	TE ₂	1.594788478	1.595152139394418
3	1.60	0.5	TE ₃	1.554980690	1.554867096614669
4	1.53	0.5	TE ₄	1.501817805	1.500740912775456

Пример 2**6-слоен вълновод с малки загуби [1] за TE, $\lambda_0 = 1.523\mu\text{m}$**

	n	d[10 ⁻⁶ m]	Мод	Резултати от статията	Нашите резултати
1	3.1729	0.5	TE ₁	3.460829694-0.07266i	3.4594 - 0.0729i
2	3.16455	0.6	TE ₂	3.316707802-0.02327i	3.3160 - 0.0231i
3	3.22534	1.6	TE ₃	3.208555428-0.01278i	3.2083 - 0.0139i
4	3.39583	0.518	TE ₄	3.195490593-0.01258i	3.1950 - 0.0118i

6-слоен вълновод с малки загуби [1] за ТМ

	n	d[10 ⁻⁶ m]	Мод	Резултати от статията	Нашите резултати
1	3.1729	0.5	TM ₁	3.455331605-0.07059i	3.4542 - 0.0709i
2	3.16455	0.6	TM ₂	3.310634936-0.02338i	3.3089 - 0.0232i
3	3.22534	1.6	TM ₃	3.208026621-0.00648i	3.2074 - 0.0057i
4	3.39583	0.518	TM ₄	3.181898028-0.01579i	3.1783 - 0.0165i

4. Заключение

1. Въз основа на класическата електродинамика среди, чиито размери и свойства се описват добре без използването на методите на квантовата механика, успяхме да създадем обобщен модел на многослоен планарен вълновод.

2. Математически той се описва чрез общата задача на Щурм-Лиувил, при която коефициентът пред неизвестната функция е комплекснозначна функция.

3. Чрез физични съображения успяхме да опишем граничните условия във вид, съответстващ на задачата на Щурм, като за вълноводни модове постулирахме, че собствените функции на достатъчно голямо разстояние от центъра на вълновода клонят към нула, а за изтичащите модове се изразяват като линейна комбинация от значенията на функциите и техните производни в двата края на вълновода.

4. За дискретизирането на диференциалната гранична задача използвахме метода на крайните разлики чрез заместване на производните с триточков шаблон. Получихме тридиагонална комплексна (не симетрична и не евклидова) матрица с преобладаващи по модул комплексни коефициенти по главния диагонал.

5. За намирането на собствените стойности и вектори на получената алгебрична задача използвахме обобщения степенен метод, даващ максималната, по модул, собствена стойност и вектор.

6. Реализирахме програма на езика на MATLAB, която да работи по горе описания алгоритъм.

7. Повторихме известни числови пресмятания за видове многослойни вълноводи, направени от други автори и по други методи, и установихме добро съгласуване на получените резултати.

ЛИТЕРАТУРА

1. Development and Implementation of Novel Numerical techniques for integrated optics and microwave planar structures, Chengkun Chen, 2000, Ottawa, Canada.
2. A finite-difference frequency-domain method for full-vectorial mode solutions of anisotropic optical waveguides with an arbitrary permittivity tensor, Ming-yun Chen, Sen-ming Hsu, and Hung-chun Chang, 2009, Optical Society of America.
3. Analytical Determination of Multilayer Waveguide Modes, Sukmook Lee and Kyong Hon Kim, Journal of the Korean Physical Society, Vol. 51, No. 1, July 2007.
4. Efficient and accurate numerical analysis of multilayer planar optical waveguides in lossy anisotropic media, Chengkun Chen, Pierre Berini, Dazeng Feng, Stoyan Tanev and Velko P. Tzolov, 2000, Optical Society of America.
5. Алгоритм численного расчета волноводных и вытекающих мод многослойных оптических волноводов, А. Г. Ржанов, С. Э. Григас.

APPLICATION OF THE METHOD OF FINITE DIFFERENCES FOR THE STUDY OF MODS COMPOSITION OF MULTILAYER PLANAR WAVEGUIDES

I. Ivanov, N. Bozhinov

*Faculty of Physics
Plovdiv University „P. Hilendarski“*

Abstract

Peoples say that we are living in the age of information, and they are completely right. For us now-a-days it is normal to use the Internet with

speed of several Gbits/s, speed absolutely unattainable just a few years ago. However, our needs have also changed. Now we not only use the high speed connection but we simply need it to do all of our work, studying or simply relaxing with a good movie or a game, that are of course online. Every year, it is necessary, border line mandatory, to develop new technologies to at least partially meet the market demand. One such technology is the waveguide. They find great application in the form of optical fiber, widely known from its usage in different forms of communication equipment such as TV cables, Internet cables, and others. A disadvantage of this technology is that the transmission of a large amount of data requires thicker and heavier cables, which in turn is against the technological limitations of the cables themselves. A solution to this problem is the designing of a waveguide that has multiple layers each of which several nanometers thick. This way, its size and weight will be reduced and the amount of information that can be transmitted will be expanded. This technology can open the doors for many advances, but we must first develop a model in which these layers are calculated precisely. Which is the goal of this report, to propose a model for the calculation of multilayer planar waveguides using the finite differences method.

ПОВИШАВАНЕ НА КПД НА ЛАЗЕР НА ЗЛАТНИ ПАРИ

А. Богатинов

*Физически факултет
Пловдивски университет „Паисий Хилендарски“*

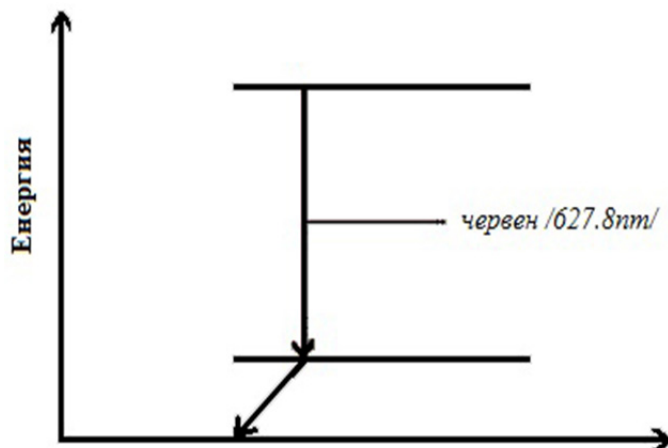
1. Въведение в проблема

Лазерът на златни пари или GVL (gold vapour laser) се използва в дерматологията, експерименталното лечение на рак и телекомуникацията. Предпоставките за рядкото използване на лазера са високите цени на благородния метал и ниското му КПД.

За да разберем причините за това ниско КПД, първо трябва да разгледаме набързо устройството и начина на работа на такъв лазер. За наше улеснение лазерът на златни пари е с подобно устройство с това на лазера на медни пари – дотолкова, че може да използваме същата лазерна тръба и източник на мощност за двата лазера.

Лазерът на златни пари се състои от циркониева тръба, в която е поставено блокче злато. Тръбата се нагрява, като при температура от 1064°C златото се разтопява, а при температура от 1650°C златото започва да се изпарява. Подава се високо напрежение между двата електрода в краищата на циркониевата тръба. Лазерът е направен така, че да използва по-голямата част от енергията, отдадена от тока, която осигурява топлина, за да достигне лазерната тръба необходимата температура за изпаряване на златото. Получените златни пари представляват активната среда за лазера. Под действието на електричеството малка част атомите на златото, които са йонизирани, започват да се движат от единия край на тръбата към другия. В края на тръбата йонизирани златни атоми изстиват и падат, намалявайки количеството злато в тръбата. За да се поддържа количеството на златото в тръбата, на няколко хиляди часа работа се поставя ново. Електроните, движещи се между електродите, се сблъскват с атомите на златото, карайки ги да преминат от едно енергетично ниво на друго.

От сблъсъците се получава инверсна населеност и електронни преходи от горно ниво към по-долно метастабилно ниво. Лазерът на златни пари излъчва на 627,8 nm и при удвоена честота на 312,2 nm. Това е във видимия спектър, а цветът е червен. Изходящата мощност на лъча е от порядъка на няколко миливата. Изключение прави нов лазер на златни пари, способен да излъчи до 10W.⁴



Енергийна диаграма на лазер със златни пари

След като вече знаем как работи лазерът на златни пари, може да заключим, че ниското му КПД (около 0,2%) зависи от голямото количество енергия, което изразходваме, за да разтопим златото и да получим златни пари впоследствие.

2. Предложение за повишаване на КПД

Разбрахме защо лазерът на златни пари има толкова ниско КПД и съответно защо се използва рядко. Сега нека се опитаме да подобрим работата на лазера. Нормално е да си зададете въпроса „Как?“. Отговорът е още по-лесен – като намалим температурата, а оттам и използваната енергия.

Въпросното решение на тази задача е нещо, което се получава чрез лазерите, а именно наночастиците. За да се получат, се изисква много бързо загряване и охлаждане. Дори след като са получени, те се обработват допълнително, за да се измени формата им, а оттам и физическите им характеристики.

Описаният по-горе лазер използва злато, следователно ще разгледаме златни наночастици. Интересното при наночастиците е, че златото променя свойствата си. От жълт цвят то (златото) добива червен до черен цвят, а температурата, при която се топи, вече не е 1064°C, а около 300°C – при размери 2,5 nm.

Идеята е изключително проста – да се замени блокчето злато в лазерната тръба с наночастици на златото, като по този начин ще се

намали използваната температура и ще се повиши КПД на лазера. Тъй като подобен експеримент не е оповестен все още, при едно негово бъдещо осъществяване бихме могли да наблюдаваме и други странични резултати, които не са засегнати в темата.

ЛИТЕРАТУРА

1. Laser Fundamentals – William T. Silfvast, gas lasers 495.
2. Development, production, and application of sealed-off copper and gold vapour lasers Nikolai A Lyabin *et al* 2001 *Quantum Electron.* **31** 191.
3. Lasers: Principles, Types and Applications – K. R. Nambiar.
4. High Power Gold Vapor Laser With Second and Third Harmonics for Telecommunication and Engineering Applications – Marshall, G. D.; Centre for Quantum Photonics, Univ. of Bristol, Bristol, UK.
5. The „Laser Adventure“ by Rami ARIELI.
6. Nanoparticles' Promises and Risks под редакцията на Mihai Lungu, Adrian Neculae, Madalin Bunoiu, Claudiu Biri.
7. Properties of Nanoparticles – Dr Ananya Mandal, MD.

INCREASING RUA OF GOLD VAPOUR LASER

A. Bogatinov

*Faculty of Physics
Plovdiv University „P. Hilendarski“*

Abstract

GVL (gold vapour laser) is used in dermatology, also with experimental cancer treatment. GVL is at the same principle of operation of the CVL (copper vapour laser). In GVL we put chips or bar that is heated above 1700°C, to produce gold vapour, which are the active medium for the laser. Applying high voltage to the electrodes at the end of zirconium tube makes the ionized particles of gold to move towards the end of the pipe. In distinction of CVL, these with gold vapour can emit only a few tens of watts. To improve their productivity, gold filings may be replaced with gold nanoparticles that have very interesting properties. Nanoparticles of gold melt at much lower temperatures ~300°C to 2,5 nm particle size. For comparison gold melts at 1064°C.

МАТРИЦИ НА ВЪЗБУЖДАНЕ И ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ И СИНХРОННА ФЛУОРЕСЦЕНТНА СПЕКТРОСКОПИЯ ЗА ДЕТЕКТИРАНЕ НА ГАСТРОИНТЕСТИНАЛНИ ТУМОРИ

**Ц. Генова¹, Е. Борисова¹, Н. Пенков², Б. Владимиров²,
А. Желязкова¹, Л. Аврамов¹**

¹ *Институт по електроника, Българска академия на науките,
бул. „Цариградско шосе“ №72, 1784 София, България*

² *Университетска болница „Царица Йоанна – ИСУЛ“,
ул. „Бяло море“ №8, 1528 София, България*

1. Въведение

Оптичната спектроскопия може да бъде използвана за разработване на нови диагностични методи, тъй като, приложена в изследването на тъкани, дава информация за техния биохимичен състав и морфологична структура [1]. Злокачествените новообразувания в областта на гастроинтестиналния тракт са едни от най-често срещаните и значителна част от смъртните случаи вследствие на онкологични заболявания се дължат именно на тях [2]. Успехът на терапиите на този тип заболявания зависи от адекватната ранна диагностика, но стандартната диагностична процедура не е достатъчно чувствителна и ефективна [3]. За подобряване на възможностите за ранна диагностика на новообразувания се изследва приложението на различни оптични методи, като най-обещаващ е методът на флуоресцентната спектроскопия [1].

За разработването на диагностичен метод на базата на флуоресцентната спектроскопия е нужно детайлно опознаване на флуоресцентните характеристики на здравите и туморните тъкани. Методът за изследване на флуоресценцията на тъканни образци чрез матрици на възбуждане и флуоресценция (МВФ) дава информация за съдържащите се в тъканта флуорофори и се използва за определяне на дължини на вълните на възбуждане, чието приложение дава като резултат максимално различаващи се флуоресцентни спектри на здрава и туморна тъкан с потенциално приложение в диагностиката [4].

Сравнително нов метод за изследване на флуоресценцията на биологични образци е синхронната флуоресцентна спектроскопия (СФС). Синхронната флуоресцентна спектроскопия се провежда, като с изменение на дължината на вълната на възбуждане синхронно се променя и дължината на вълната на детектиране на флуоресценцията, като разликата между тях се запазва постоянна. Този метод се характеризира с висока чувствителност, която води до успешното му приложение в изследването на многокомпонентни биологични обекти [5, 6].

2. Методи и материали

Изследваните тъканни образци от гастроинтестинален тракт са ексцизирани по време на хирургична интервенция за отстраняване на новообразувания в УМБАЛ „Царица Йоанна – ИСУЛ“. Освен флуоресценцията на туморните тъкани, се изследва и флуоресценцията на здрава тъкан, част от осигурителната зона около новообразуванието. Измерването на така ексцизираните тумори се извършва във възможно най-кратки срокове с цел минимизиране на влиянието на измененията, настъпващи при отстранение на биологичните тъкани от тялото. Транспортирането се осъществява в изотермични условия и в разтвор, позволяващ съхранение на виталността на тъканта след ексцизирането ѝ, който не влияе на спектралните флуоресцентни измервания. Изследването се провежда с разрешение на Етична комисия на УМБАЛ „Царица Йоанна – ИСУЛ“.

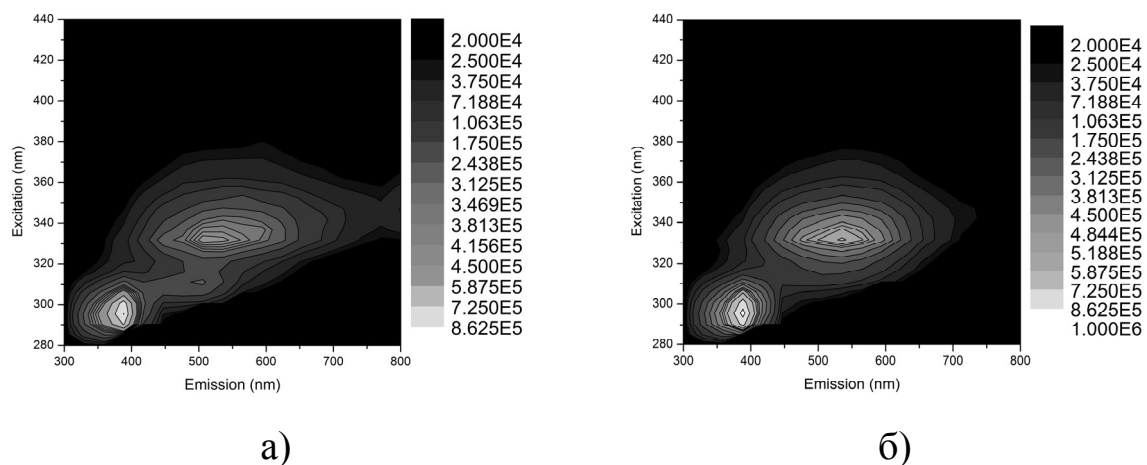
За провеждане на флуоресцентните измервания е използван спектрофлуориметър FluoroLog 3 (HORIBA Jobin Yvon, Франция) с допълнителен модул с оптично влакно F-3000. Източникът на възбуждащата светлина в спектрофлуориметъра е ксенонова лампа, като дължината на възбуждащата вълна се задава от първи монохроматор. Флуоресценцията се регистрира от фотоелектроумножител (ФЕУ), а дължината на вълната на детектирания сигнал се сканира чрез втори монохроматор. Оптичните влакна в допълнителния модул F-3000 са с У-образен профил и са изработени от кварц-полимер. Влакнесто-оптичната сонда F-3000 се използва за твърдотелни образци с големи размери (над 1 см) – такива, каквито са биологичните тъкани.

3. Експериментални резултати и анализ на данните

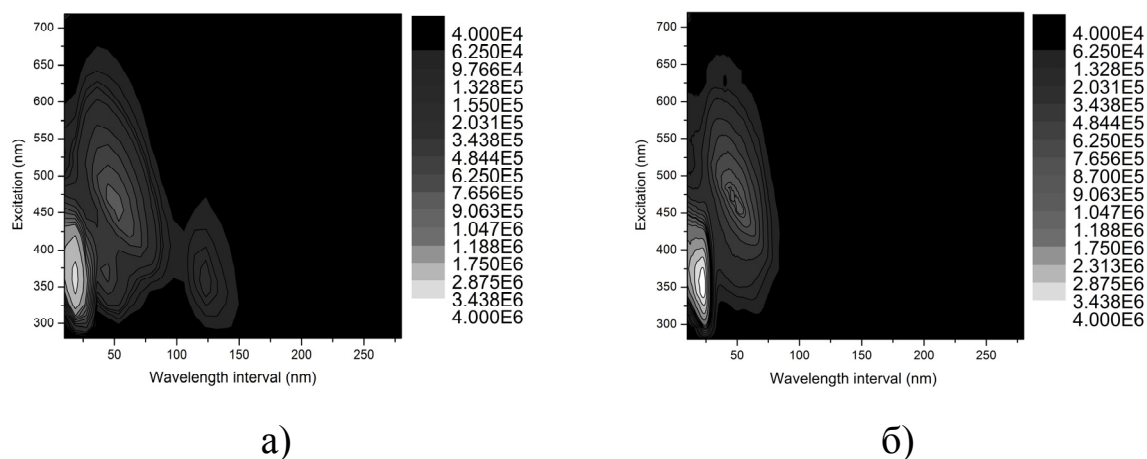
При провеждането на МВФ измервания е приложено възбуждане с дължина на вълната в диапазона 280 – 440 nm със стъпка 10 nm, а флуоресценцията е детектирана в диапазона 300 – 800 nm.

Синхронната флуоресцентна спектроскопия се провежда при възбуждане в диапазона 280 – 720 nm и константна разлика в диапазона 10 – 280 nm, със стъпка 10 nm.

Резултатите са представени в триизмерни изображения. На фиг. 1 са представени МВФ на здрава и туморна тъкан, а на фиг. 2 са представени СФС на здрава и туморна тъкан.



Фиг. 1. Матрици на възбуждане и флуоресценция на: а) здрава тъкан и б) туморна тъкан от долен гастроинтестинален тракт



Фиг. 2. Синхронен флуоресцентен спектър на: а) здрава тъкан и б) туморна тъкан от долен гастроинтестинален тракт

Въз основа на получените флуоресцентни спектри могат да се идентифицират няколко основни източника на флуоресценция. Това са структурните протеини тирозин и триптофан, коензимите НАД (никотинамид-аденин-динуклеотид) и ФАД (флавин аденин динуклеотид) и

структурните протеини – колаген и еластин. Тирозинът и триптофанът имат максимуми на възбуждане в диапазона 280 – 350 nm и максимум на флуоресценция 320 – 350 nm. Кoenзимите НАД и ФАД имат максимуми на възбуждане в диапазона 340 – 400 nm и максимуми на флуоресценция на 450 и 520 – 550 nm. Флуоресценцията на структурните протеини колаген и еластин се наблюдава в диапазона 400 – 500 nm вследствие на възбуждане в диапазона 320 – 400 nm. Тези флуорофори са характерни за биологичните тъкани [7].

Основните спектрални разлики между флуоресценцията на туморната и на здравата тъкан са в интензитета на съответните максимуми и се дължат на изменения в метаболизма и морфологията на туморната тъкан. Интензитетите на флуоресценцията на структурните протеини и на коензимите в спектъра на туморната тъкан са по-ниски спрямо тези в спектъра на здравата тъкан, а в максимума на флуоресценция на структурните протеини се наблюдава повишен интензитет в спектъра на туморната тъкан. Тези характеристични разлики във флуоресценцията на туморната и на здравата тъкан са наблюдавани и от други автори [8]. По-високата чувствителност на СФС спрямо МВФ позволява разграничаването на максимума на флуоресценция на НАД от максимума на флуоресценция на ФАД, както и на сигнала на колагена от максимума на флуоресценция на еластина.

4. Заключение

Във флуоресцентните спектри на туморната и на здравата тъкан се наблюдават индикативни за тъканното състояние на спектрални разлики, които имат потенциално приложение в клиничната диагностика. След провеждане на МВФ като дължини на вълната на възбуждане, за които се наблюдава максимална разлика във флуоресцентните спектри на туморна и на здрава тъкан, с максимална диагностична значимост са определени тези в диапазона 300 – 360 nm. Резултатите от провеждането на СФС показват, че флуоресцентни спектри, с максимална диагностично значима разлика, се получават при константна разлика между дължината на вълната на възбуждане и на детектиране на флуоресценцията от 60, 90 и 120 nm.

Благодарности

Работата, представена в тази публикация, се провежда благодарение на подкрепата на Фонд „Научни изследвания“ към Министерство на образованието и науката в рамките на проект № ДМУ-03-4662011 „Разработка и внедряване на оптична биопсия за

ранна диагностика на злокачествени тумори“, проект № ДО-02-112/2008 „Национален център по биомедицинска фотоника“ и проект № ДФНИ-Б02/9/12.12.2014 „Развитие на методите на биофотониката като основа на онкологичната тераностика“.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Barr, T. Dix, and N. Stone, *Lasers Med. Sci.* 13, 3 – 13 (1998).
2. A. Jemal, F. Bray, M. Center, J. Ferlay, E. Ward, D. Forman, *Cancer J.*, 61, 2 (2011).
3. P. Womeldorph, E. Young and M. Craig. (2013).
4. L. Liu, Y. Nie, L. Lin, W. Li, Z. Huang, S. Xie, B. Li, *Photodiagn. Photodyn.*, 10, 2 (2012).
5. F. Ariese, Free University Amsterdam, Netherlands, 1993 PhD thesis.
6. A. Frank, Prentice Hall PTR (ECS Professional), p. 507 – 531 (1997).
7. N. Ramanujam, R. Meyers John Wiley & Sons, p. 20 – 56 (2000).
8. Y. Li, University of Iowa, USA, 2009 PhD thesis.

EXCITATION-EMISSION MATRIX (EEM) DETECTION AND SYNCHRONOUS FLUORESCENCE SPECTROSCOPY (SFS) FOR GASTROINTESTINAL TRACT TUMOR DETECTION

*Ts. Genova¹, E. Borisova¹, N. Penkov², B. Vladimirov²,
Al. Zhelyazkova¹, L. Avramov¹*

¹ *Institute of Electronics, Bulgarian Academy of Sciences
72, Tsarigradsko chaussee Blvd., 1784 Sofia, Bulgaria*

² *University Hospital „Tsaritsa Yoanna-ISUL“
8, „Byalo more“ str., 1527 Sofia, Bulgaria*

Abstract

The lack of sensitivity of the current diagnostic procedure for gastrointestinal tract neoplasia detection is a major limitation for an early diagnosis. One of the most intensively investigated techniques, for overcoming this limitation, is the fluorescence spectroscopy approach. The aim of our study is to explore the applicability of excitation-emission matrix (EEM) measurements and synchronous fluorescence spectroscopy

(SFS) for differentiation between healthy and cancerous tissues in the gastrointestinal tract.

We investigate the fluorescence of ex vivo tissue samples of healthy and cancerous gastrointestinal tissue in the form of EEM with excitation in the range of 280-440 nm and emission detected in the 300-800 nm range, and SFS, obtained for excitation range of 280-720 nm and wavelength interval in the range of 10-280 nm.

In the SFS we observe similar differences in the fluorescence spectra of healthy and cancerous tissues, like the observed in the EEMs, but due to the SFS superior peak resolution, they are significantly more pronounced and some additional characteristic peaks could be determined. We also identify the optimal wavelength intervals for performing synchronous fluorescence spectroscopy, which results in fluorescence spectra with distinctive differences between healthy and cancerous tissue, with a potential for implementation in optical diagnostics.

Keywords: synchronous fluorescence spectroscopy, excitation-emission matrices, cancer diagnostics

ГОЛЯМО ФОТОИНДУЦИРАНО ДВУЛЪЧЕПРЕЧУПВАНЕ, НАБЛЮДАВАНО В ШИРОК СПЕКТРАЛЕН ДИАПАЗОН В АМОРФЕН АЗОПОЛИМЕР

Д. Даскалова^{1,2}, Б. Благоева², Д. Назърова²

¹ *Физически факултет, Софийски университет „Св. Климент Охридски“
бул. „Джеймс Баучър“ № 5, 1164 София, България*

² *Институт по оптически материали и технологии, Българска академия
на науките, ул. „Акад. Г. Бончев, бл. 109, 1113 София, България*

1. Въведение

Оптичната анизотропия е свойство на средата, което се изменя в зависимост от посоката на разпространение на оптичната вълна. Анизотропията на поглъщането е известна като „дихроизъм“ (ΔD), а анизотропията на показателя на пречупване – като „двулъчепречупване“ (Δn). На основата на фотоиндуцираното линейно двулъчепречупване могат да бъдат записани ефективни поляризационни фазови решетки (до 100% ефективност на дифракцията), докато за решетки с поглъщане (при които се използва дихроизъм) максималната теоретична ефективност е ограничена до 6,25% [1].

Фотоиндуцирано двулъчепречупване е открито в различни материали, но едни от най-ефективните са азобензеновите полимери, защото те имат множество приложения, особено в поляризационната холография [1 – 3]. Фотоиндуцираните ефекти в тях се пораждат от два основни процеса: избирателна транс-цис изомеризация, последвана от реориентация на транс-азобензените.

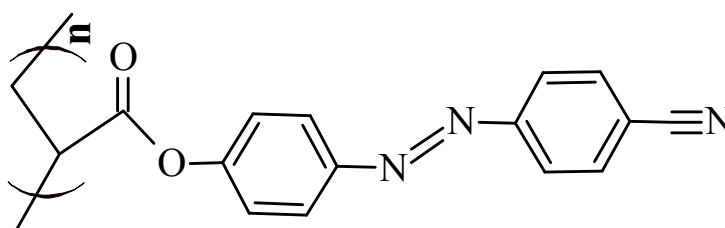
Познаването на двулъчепречупването в широк спектрален диапазон е особено важно в някои случаи, като например при поляризационната дифракционна решетка, използвана в уред – спектрален стоксметър, измерващ поляризацията на светлината едновременно за няколко дължини на вълната [4]. Неговата ефективност при определена дължина на вълната е тясно свързана със стойността на двулъчепречупването при същата дължина на вълната, която при различните азополимери варира от 0,005 до 0,1.

Макар че има доклади за записване в азополимери при дължини на вълните извън диапазона 440 – 500 nm – в ултравиолетовия [5] или в жълтия и червения, малко изследователи представят данни за спектралното двулъчепречупване [6]. Затова вярваме, че нашето проучване ще представлява интерес за научната общност и ще изясни зависимостта на Δn от дължината на вълната.

2. Експеримент

Синтез на азополимери и подготвяне на образци

Полимерът, който използваме, е азополимер, обозначен с P_1 . Неговата химическа структура е показана на фиг. 1.



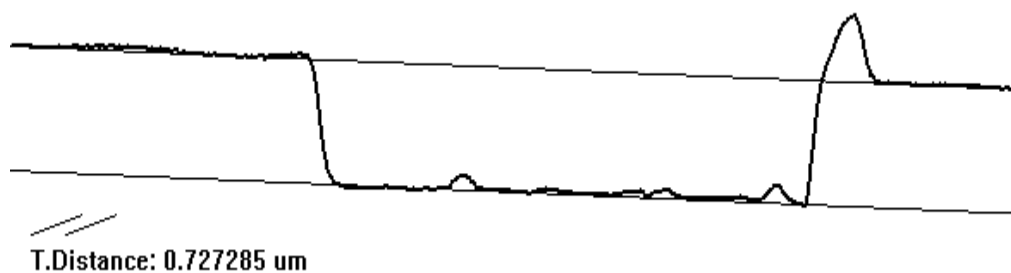
Фиг. 1. Структура на азополимера P_1 , използван в настоящото изследване

Азо хромофор 4-(4-хидроксифенилазо)бензонитрил се приготвя чрез дисоциация на 4-аминобензонитрил и свързване с фенол. След това чрез естерификация с акрилоил хлорид се получава мономерът на азо багрилото. Накрая полимерът се синтезира чрез радикална полимеризация [7]. Данните от диференциалната сканираща калориметрия (DSC) и ексклюзионна хроматография (GPC) показват температура на остъкляване $T_g = 106^\circ\text{C}$ и молекулно тегло $M_w = 1,46 \times 10^4 \text{ g/mol}$ [7].

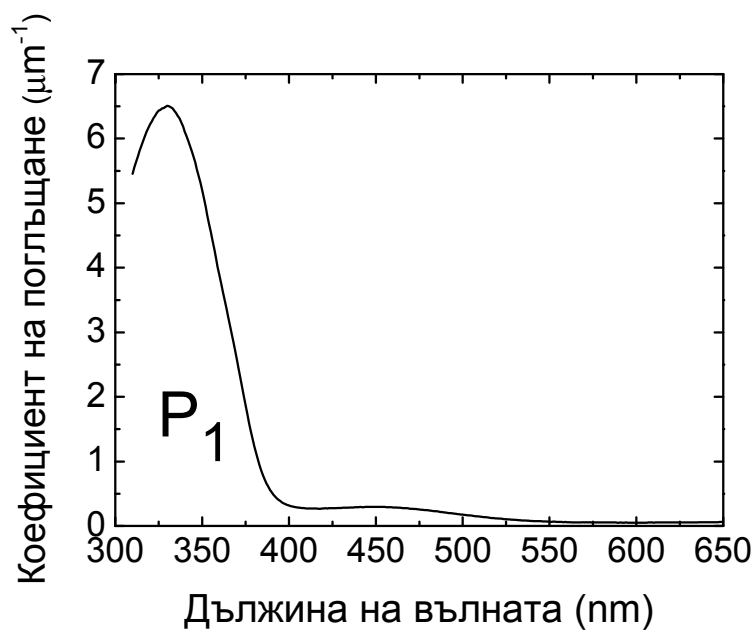
За да бъдат направени тънки слоеве, 20 mg от полимера се разтварят в 200 μl 1,2-дихлороетан, тоест при концентрация 100 g/l. Разтворите се нанасят на стъклени подложки чрез центрофуга при 1500 об./мин.

Измерване на дебелината и спектрофотометрична характеристика

За измерване на дебелината на слоевете използвахме профиломер Талистеп с 1 nm вертикална и 0,1 μm хоризонтална резолюция (фиг. 2a). Оттук дебелината на слоя е $d = 730 \text{ nm}$ при точност на измерването $\pm 1\%$.



a)



b)

Фиг. 2. (a) Профил на дебелината на слой, приготвен от азополимера P_1 ; **(b)** спектър на поглъщане на същия слой

Спектралните измервания, необходими за определяне на поглъщането и спектралната вариация на Δn , се извършват на спектрофотометър Varian Cary 5E. Фигура 2b показва спектъра на поглъщане на тънък слой от P_1 .

Схема за запис на двулъчепречупването

За да се индуцира Δn , в образеца се използва разширен, вертикално поляризиран сноп от твърдотелен лазер с диодно напompване (DPSS) при 473 nm. Диаметърът на снопа е 8 mm, а интензитетът е 25 mW/cm². За да се контролира стойността на Δn , образецът се поставя между два кръстосани поляризатора с оси, на $\pm 45^\circ$ спрямо вертикалата, и He-Ne лазерен сноп ($\lambda = 633$ nm) се пропуска през тази система [1]. Интензитетът на преминалия сноп е [2]:

$$I = I_0 \sin^2 \left(\frac{\pi d \Delta n}{\lambda_{\text{He-Ne}}} \right), \quad (1)$$

където I_0 е интензитетът на сондиращия лазер преди експозицията и при успоредни поляризатори, d е дебелината на слоя и $\lambda_{\text{He-Ne}}$ е дължината на вълната на сондиращия He-Ne сноп. От това уравнение стойността на двулъчепречупването може да бъде лесно определена като:

$$\Delta n = \frac{\lambda_{\text{He-Ne}}}{\pi d} \cdot \arcsin \sqrt{I/I_0}. \quad (2)$$

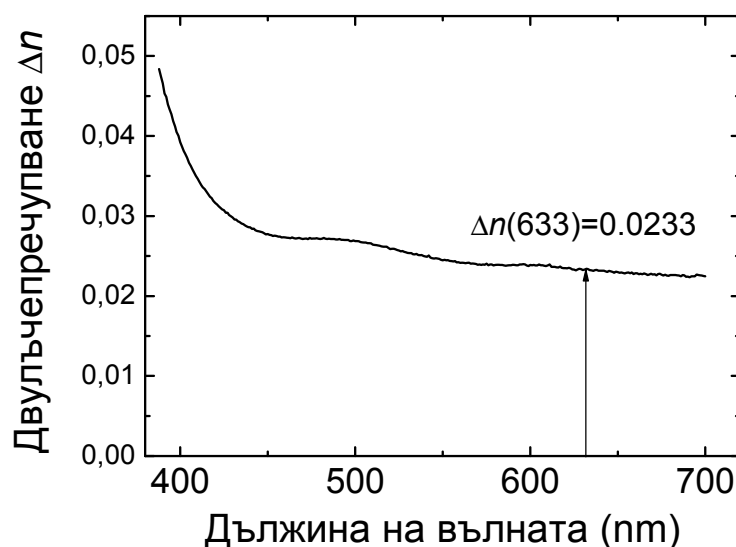
Интензитетът се измерва в реално време и облъчването продължава до насищане на I и съответно на Δn . След като експозицията бъде прекратена, стойността на Δn при 633 nm се изчислява от урав. (2): $\Delta n(633 \text{ nm}) = 0,0235$.

3. Резултати и дискусия

За определяне спектъра на Δn трябва да бъдат измерени три спектъра на пропускане, отговарящи на пропускането на образца, поставен между: кръстосани поляризатори след експозицията – $T_{\perp}^{\text{exp}}(\lambda)$; кръстосани поляризатори преди експозицията – $T_{\perp}^{\text{non-exp}}(\lambda)$; успоредни поляризатори преди експозицията – $T_{\parallel}^{\text{non-exp}}(\lambda)$. В крайна сметка можем да изразим спектралното двулъчепречупване чрез трите спектъра на пропускане от урав. (2) и факта, че интензитетът е пропорционален на пропускането, така:

$$\Delta n(\lambda) = \frac{\lambda}{\pi d} \cdot \sin^{-1} \sqrt{\frac{T_{\perp}^{\text{exp}} - T_{\perp}^{\text{non-exp}}}{T_{\parallel}^{\text{non-exp}}}}. \quad (3)$$

Спектърът на Δn е показан на фиг. 3. Стойността на Δn за 633 nm е означена със стрелка и е равна на 0,0233. Тази стойност съвпада много добре със стойността, получена при края на записа (0,0235), което значи, че двата метода за измерване на Δn – като редица от времена при фиксирана дължина на вълната и също в спектрално представяне – дават съвместими резултати.



Фиг. 3. Спектрално Δn след облъчване на слой от азополимер P_1 с дебелина 730 nm с линейно поляризирана светлина ($\lambda = 473$ nm, $I = 25$ mW/cm², 30 мин)

Формата на кривата за $\Delta n(\lambda)$, получена от нас, е подобна на тази, представена от Lachut *et al.* [6] в бис-азо полимер въпреки различните дължини на вълната. И в двата случая Δn е по-високо при по-къси дължини на вълната и клони към постоянна стойност при по-големи дължини на вълната.

4. Заключение

Накратко представяме данни за спектралната зависимост на фотоиндуцираното двулъчепречупване Δn за азополимер в широк вълнов диапазон, обхващащ цялата видима част на спектъра (390 – 700 nm). Тъй като двулъчепречупването при дадена дължина на вълната е тясно свързано с дифракционната ефективност на холографските записи, този метод дава бърза оценка за това дали азополимерът може да бъде използван като среда за поляризационна дифракционна решетка, подходяща за определен вълнов диапазон.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Nikolova, P. S. Ramanujam, Polarization Holography, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2009.
2. T. Todorov, L. Nikolova, N. Tomova, *Appl. Opt.*, **23**, 4309 (1984).
2. A. Natansohn, P. Rochon, *Chem. Rev.*, **102**, 4139 (2002).

3. T. Todorov, L. Nikolova, G. Stoilov, B. Hristov, *Appl Opt.*, **46**, 6662 (2007).
4. P. S. Ramanujam, L. Nedelchev, A. Matharu, *Opt. Lett.* **28**, 1072 (2003).
5. B. L. Lachut, S. A. Maier, H. A. Atwater, M. J. A. de Dood, A. Polman, R. Hagen, S. Kostromine, *Adv. Mater.*, **16**, 1746 (2004).
6. G. Martinez-Ponce, Ts. Petrova, N. Tomova, V. Dragostinova, T. Todorov, L. Nikolova, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **6**, 324 (2004).

WIDE SPECTRAL RANGE OBSERVATION OF THE PHOTOINDUCED BIREFRINGENCE IN AN AMORPHOUS AZOPOLYMER

D. Daskalova^{1,2}, B. Blagoeva², D. Nazarova²

¹*Faculty of Physics, Sofia University "St. Kliment Ohridski"
5 James Bourchier Blvd., 1164 Sofia, Bulgaria*

²*Institute of Optical Materials and Technologies,
Bulgarian Academy of Sciences
Acad.G.Bonchev Str., bl.109, 1113 Sofia, Bulgaria*

Abstract

In this paper we study an amorphous azopolymer synthesized in the IOMT. This anisotropic polymer can be used as media for polarization holographic storage or recording of diffractive optical elements with high efficiency and unique polarization properties in the entire visible range. The birefringence spectrum $\Delta n(\lambda)$ is measured in the entire visible range – from 390 to 700 nm. The values of Δn vary from 0,02 at the longer wavelengths up to 0,05 for 400 nm.

Keywords: spectral birefringence, high photoinduced birefringence, azopolymer

ФОТОИНДУЦИРАНО ДВУЛЪЧЕПРЕЧУПВАНЕ В СЛОЕВЕ ОТ ВОДОРАЗТВОРИМ АЗОПОЛИМЕР С РАЗЛИЧНА ДЕБЕЛИНА

Г. Матеев¹, Д. Иванов², Л. Неделчев¹

¹ *Институт по оптически материали и технологии – Българска академия
на Науките, ул. „Акад. Георги Бончев“, бл. 109, София 1113*

² *Физически факултет, СУ „Св. Кл. Охридски“,
бул. „Джеймс Баучер“ № 5, София 1164*

1. Въведение

Азобензен съдържащите материали, сред които са и азополимерите, са широк клас химични съединения, които се характеризират с наличието на една или повече азогрупи $-N=N-$, свързващи ароматни радикали. Тези среди са силно фоточувствителни и се отличават с високи стойности на анизотропни изменения на комплексния показател на пречупване при облъчване с поляризирана светлина. Това дава възможност за осъществяване на поляризационен оптичен запис в тях [1, 2]. Основните параметри, които характеризират фотоиндуцираната анизотропия, са следните: максимално двулъчепречупване $\Delta n_{\max}$, време на отклик τ , отношение на остатъчното към максималното двулъчепречупване r и др [3].

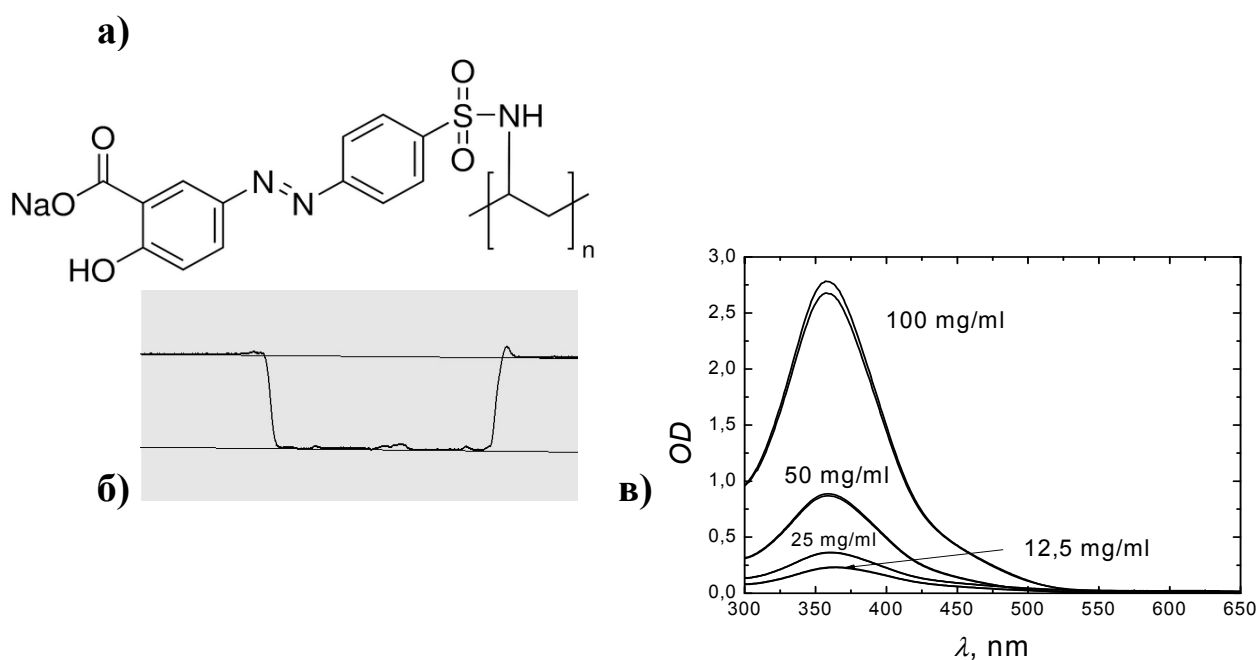
Азополимерите се използват за оптични приложения най-често под формата на тънки слоеве, поради което е важно да се познава зависимостта на техните фотоанизотропни параметри от дебелината на слоя. Подобно изследване е направено от Рошон и съавтори за азополимер pDR1A, но в значително по-тесен интервал от дебелини на слоевете – само от 55 до 350 nm [4]. За използвания от нас азополимер PAZO данни за изследване на тази зависимост не са открити в литературата [5].

2. Експеримент

Веществото, което сме изследвали – азополимерът, наричан за краткост PAZO – е типичен представител на азобензен съдържащите вещества. Химичната му структура е показана на фиг. 1а. Важна при-

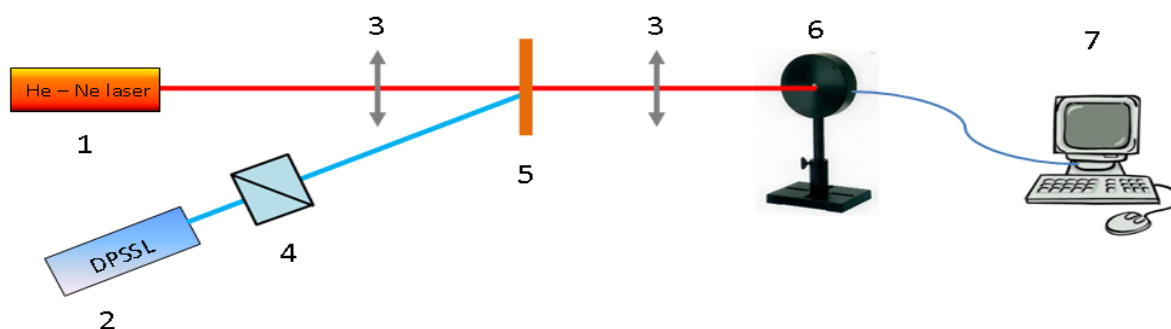
чина да се спрем именно на този полимер е фактът, че той е водоразтворим, което позволява безопасно получаване на тънки слоеве без употреба на органични разтворители. За да получим слоеве с различни дебелини, използваме различни концентрации на полимера във водния разтвор – 12,5, 25, 50, 100, 125 и 150 mg/ml. За всяка концентрация подготвяме по два слоя. Слоевете се получават чрез центрофужно поливане (*spin coating*) при една и съща скорост (1500 об./мин). Дебелината на слоевете се определя с прецизен профиломерът Talystep. Примерен профил е даден на фиг. 1б. Нашите експерименти показват, че между концентрацията на разтвора и дебелината на получения слой има експоненциална зависимост, поради което дебелините на слоевете са в широк диапазон – от 50 до 2500 nm.

За да получим спектрите на оптична плътност (OD) на образците (фиг. 1в), измерваме спектрите им на пропускане (T) и използваме, че $OD = -\lg(T)$.



Фиг. 1. а) Химична структура на азополимера; б) примерен профил за определяне на дебелината на слоя; в) спектри на оптичната плътност (OD) за 4 двойки образци

Вижда се, че оптичната плътност е много малка за дължини на вълната над 550 nm. Това има важно значение при избора на дължини на вълните на лазерите в схемата за измерване на двулъчепречупването, показана на фиг. 2.



Фиг. 2. Схема на оптичния запис: 1 – пробен He-Ne лазер (633 nm), 2 – напмпващ лазер (473 nm), 3 – кръстосани поляризатори, 4 – поляризатор за напмпващия лазер, 5 – образец, 6 – измерител на мощност, 7 – компютър

Използваме два лазера, чиито снопове се пресичат на повърхността на образца. Напмпващият лазер е с дължина на вълната 473 nm, интензитет 400 mW/cm^2 и вертикална поляризация. Както се вижда от фиг. 1в, за тази дължина на вълната имаме поглъщане. Пробният лазер е с дължина на вълната $\lambda_{\text{probe}} = 633 \text{ nm}$. Лъчението му преминава през образца, без да се поглъща. Поляризацията му е линейна, под ъгъл 45° спрямо вертикала. Лъчението на пробния лазер преминава през два кръстосани поляризатора под ъгли $\pm 45^\circ$, между които е разположен образецът. Интензитетът на преминалото лъчение на пробния лазер $I(t)$ се определя с измерител на мощност Thorlabs PM100, данните от който се записват от компютър. При така описаната схема стойността на фотоиндуцираното двулъчепречупване се задава от формулата [1]:

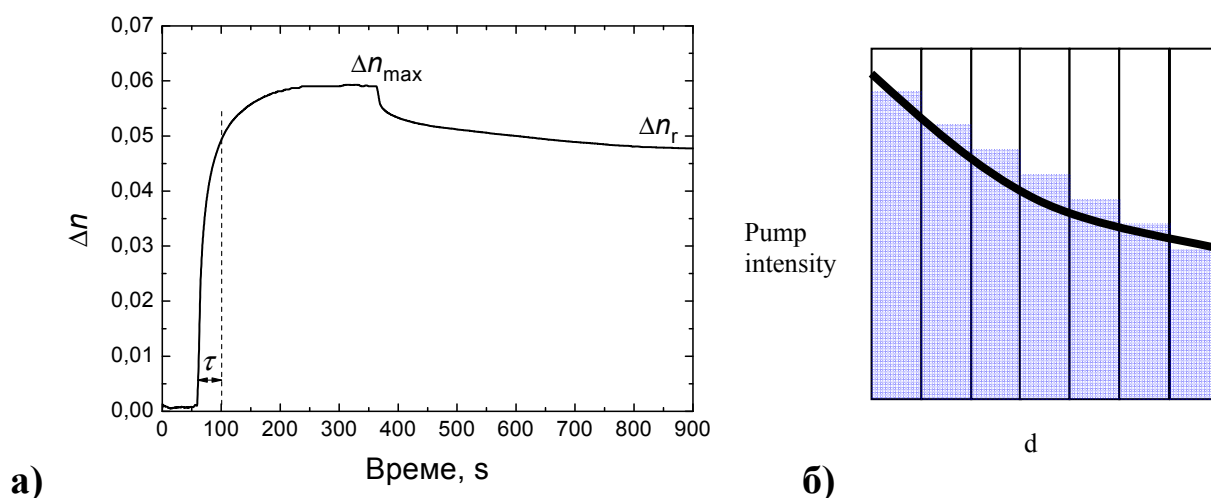
$$\Delta n(t) = \frac{\lambda_{\text{probe}}}{\pi d} \arcsin \sqrt{I(t)/I_0}, \quad (1)$$

където d е дебелината на слоя, а I_0 е интензитетът, измерен еднократно за дадения слой при успоредни поляризатори преди облъчване на образца.

3. Опитни резултати и анализ

Типичната крива на запис на фотоиндуцираното двулъчепречупване е показана на фиг. 3а. В началото на измерването в продължение на 60 s записваме фоновия сигнал преди пускането на напмпващия лазер, за да отчетем влиянето на светлинните шумове. След това започваме облъчване с лазера на 473 nm за 300 s. Както се вижда, това

време е достатъчно за достигане на насищане, т.е. $\Delta n_{\max}$. След края на облъчването продължаваме записа на данни, за да установим времевата стабилност на ефекта.



Фиг. 3. а) Графика на зависимостта $\Delta n(t)$ за образец с дебелина 450 nm; б) модел на намаляването на напмпващия интензитет в оптически плътен слой

Получените експериментално данни за всички слоеве са обобщени в табл. 1. Стойностите са усреднени за двата слоя, отговарящи на всяка концентрация. Времето на отклик τ се дефинира като времето, необходимо за достигане на 80% от $\Delta n_{\max}$, а коефициентът на времева стабилност на фотоиндуцирания ефект r се определя от отношението на остатъчното (Δn_r) към максималното ($\Delta n_{\max}$) двулъчепречупване [3]. Тези параметри са илюстрирани и на фиг. 3а.

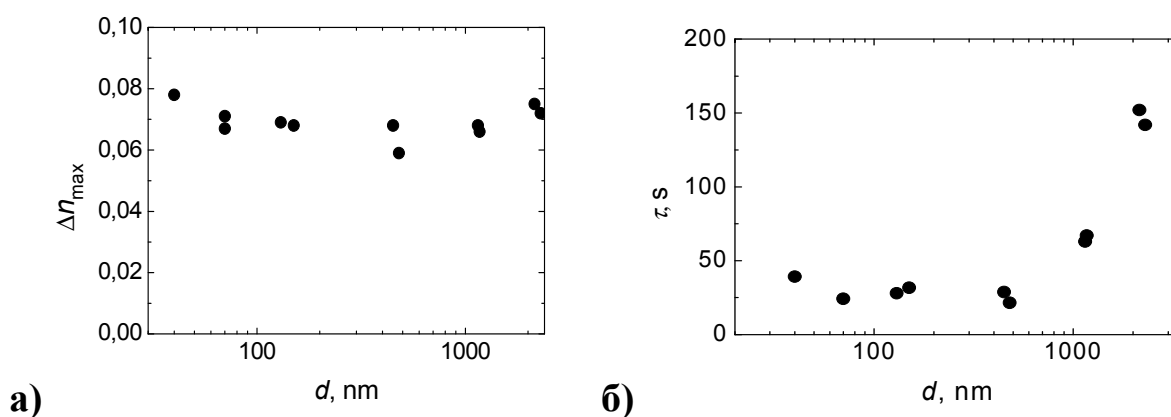
Табл. 1. Експериментално получени параметри на двулъчепречупването

Концентрация на р/ра, mg/ml	Дебелина на слоя, nm	$\Delta n_{\max}$	τ , s	r , %
12,5	50	0,078	39	73,4
25	70	0,069	24	81,7
50	150	0,069	30	83,3
100	460	0,064	25	80,7
125	1160	0,067	65	85,0
150	2300	0,074	147	90,3

Резултатите показват, че за целия интервал от използваните от нас дебелини двулъчепречупването запазва своята стойност сравнително постоянна: $\Delta n_{\max}$ варира в границите между 0,06 и 0,08 (фиг. 4а).

От друга страна обаче, наблюдаваме видимо нарастване на τ за слоевете с по-големи дебелини (фиг. 4б), а също и известно нарастване на r . Как можем да обясним този факт?

По-долу е предложено обяснение на тези експериментални резултати, като се отчита намалването на напompващия интензитет по дебелината на слоя, представено графично на фиг. 3б. С дебелината непрекъсната линия е изобразена експоненциалната крива, по която интензитетът намалява по дебелината на слоя в резултат на поглъщането, както е известно от закона на Бугер. Във всеки подслой се индуцира двулъчепречупване в зависимост от големината на въздействащия му интензитет.



Фиг. 4. а) Графика на зависимостта $\Delta n_{max}(d)$;
б) графика на зависимостта $\tau(d)$

Важно е да се отбележи, че формулата за фотоиндуцираното двулъчепречупване (1) е валидна при предположението, че интензитетът на напompващото лъчение е еднакъв по цялата дебелина на слоя. Общото двулъчепречупване е средна стойност на двулъчепречупването от всички подслоеви. Максималното двулъчепречупване се постига тогава, когато всички молекули бъдат преориентирани така, че да сключват 90° с поляризацията на напompващото лъчение. За тази цел е необходимо поглъщането на определено количество енергия, откъдето следва, че най-задните подслоеви ще се нуждаят от повече време, за да бъде погълната достатъчно енергия, така че всички молекули да бъдат преориентирани. Това обяснява високите стойности на τ за дебелите слоеве, както и факта, че дори най-дебелите слоеве достигат до такива стойности на двулъчепречупването, както и най-тънките.

4. Заключение

Изследвани са слоеве от водоразтворимия азополимер PAZO в широк диапазон от дебелини (от 50 до 2500 nm), за да се установи за-

висимостта на фотоанизотропните параметри от дебелината на слоя. Експерименталните резултати показват, че $\Delta n_{\max}$ остава сравнително постоянно за всички слоеве, но при по-дебелите образци се наблюдава увеличаване на времето на запис τ . Можем да считаме, че това се дължи на ефективното намаляване на мощността на лазерното лъчение по дебелината на слоя. От така направените изследвания се вижда, че оптималната дебелина на слоя от дадения полимер, при която все още не се наблюдава увеличаване на времето на запис, е около 500 nm.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Nikolova and P. S. Ramanujam, Polarization Holography (Cambridge University Press, Cambridge, 2009).
2. A. Natansohn and P. Rochon, Chem. Rev. 102, 4139 (2002).
3. L. Nedelchev, A. Matharu, S. Hvilsted, P. S. Ramanujam, Appl. Opt. 42, 5918 (2003).
4. P. Rochon, D. Bissonnette, A. Natansohn, and S. Xie, Appl. Opt. 35, 7277 (1993).
5. Q. Ferreira, P. A. Ribeiro, O. N. Oliveira and M. Raposo, ACS Appl. Mater. Interfaces 4, 1470 (2012).

INFLUENCE OF FILM THICKNESS ON PHOTOINDUCED BIREFRINGENCE IN WATER SOLUBLE AZOPOLYMER

G. Mateev¹, D. Ivanov², L. Nedelchev¹

¹ *Institute of Optical Materials and Technologies,
Bulgarian Academy of Sciences
Acad.G. Bonchev Str., bl.109, 1113 Sofia*

² *Faculty of Physics, Sofia University, 1164 Sofia, 5 James Bourchier Blvd.*

Abstract

Azopolymers are well known as one of the most efficient media for recording the polarization state of light. They have found numerous applications, varying from optical data storage and diffractive optical elements with unique polarization properties to novel hybrid organic/inorganic optical materials. For all these applications it is essential to know how the parameters of the photoinduced birefringence depend on

the film thickness. In this article we present a study of series of azopolymer samples with wide range of thicknesses – from 50 to 2500 nm. Our experimental results indicate that the maximal photoinduced birefringence does not depend on the thickness and is of the order of 0.07 for all samples. The recording time however considerably increases for films thicker than 500 nm.

Keywords: Photoinduced birefringence, thickness measurement, azopolymer, optical anisotropy, thin films, polarimetry

ТЕМПЕРАТУРНАТА ЗАВИСИМОСТ НА ПРОПУСКАНЕТО НА GaAs ПЛАСТИНКА ВЪВ ВЛАКНЕСТО-ОПТИЧНА СХЕМА НА ПРОПУСКАНЕ

В. Димитрова, Г. Дянков, Т. Ефтимов

*Катедра „Оптика и атомна физика“, Физически факултет,
Пловдивски университет „П. Хилендарски“*

1. Въведение

Измерването и контрола на температурата е от голяма важност както във всяка област на научно и технологично развитие, така и в индустрията, медицината и т.н. Влакнесто-оптичните сензорни системи предлагат отлична алтернатива за топлинни сензори, като освен решаването на проблемите с електромагнитни смущения и разсеяни лъчения, предлагат и голяма точност и много малко време на отклик. Освен всичко останало, влакнесто-оптичните сензори могат да бъдат много леки и компактни, което ги прави подходящи за много специализирани приложения – различни космически приложения (сателити, совадки, ракети и др.), при опасни или нестандартни условия на околната среда, например в машини, работещи с високи волтажи и мощности (трансформатори, генератори, мотори), химически и ядрени електроцентрали и други.

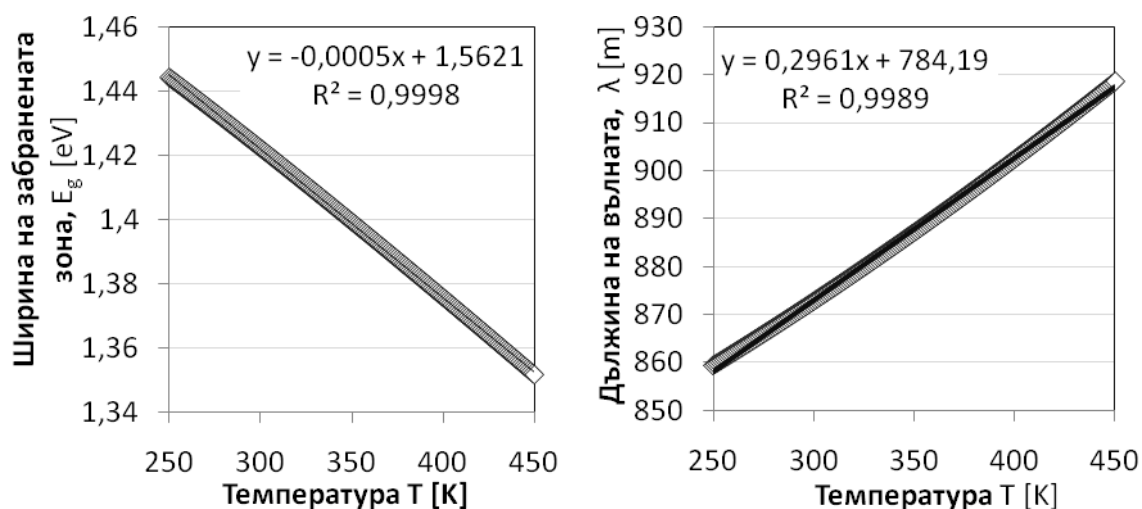
За разработването на влакнесто-оптични сензори за температура могат да се използват редица принципи, базирани на температурната зависимост на:

- рамановото разсейване (отношението на Стокс към анти-Стокс Раманови линии);
- времената за релаксация на процесите на луминесценция и флуоресценция;
- определени свойства на твърдите вещества (константа на решетката и ъгъл на Брег, положение на електронните нива в енергетичния спектър, по-точно ширината на забранената зона).

Последното от гореизброените явления е в основата на конструирането на пасивни влакнесто-оптични сензори за температура на базата на GaAs. Галиевият арсенид (GaAs) е полупроводниково съединение на елементите галий и арсен. Той е полупроводник от вида III-V с директна забранена зона. Забранената зона на полупроводниците, в това число и GaAs, се стеснява с увеличаване на температурата. Температурната зависимост на забранената зона е експериментално установена и е получено следното уравнение:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta}, \quad (1)$$

където E_g е ширината на забранената зона, T е температурата, а $E_g(0)$, α и β са параметри, специфични за материала. За GaAs техните стойности са $E_g(0) = 1.519$ eV, $\alpha = 5.41 \times 10^{-4}$ eV/K, $\beta = 204$ K.^[11] Използвайки тези стойности, от уравнение (1) може да се изчисли теоретичната зависимост на ширината на забранената зона и на отместването по дължина на вълната.



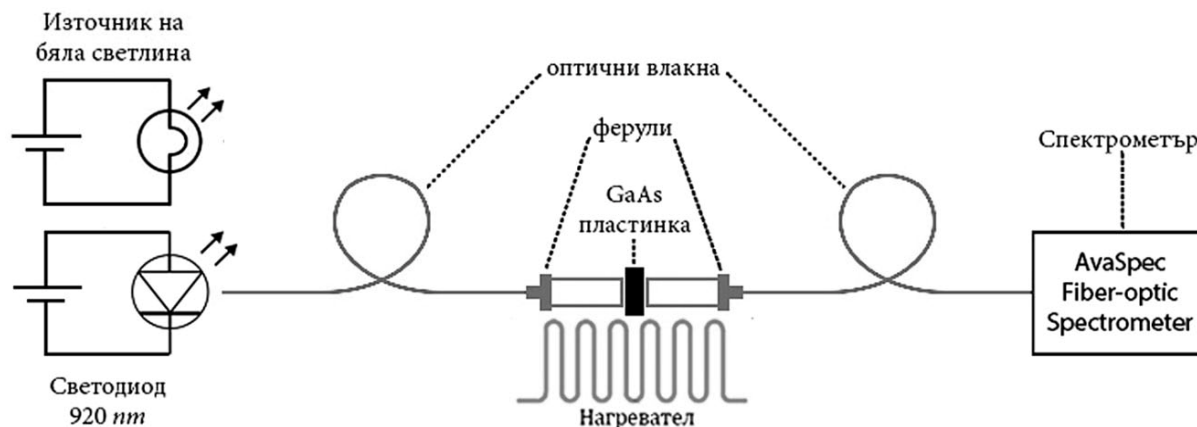
Фиг. 1. Теоретичните зависимости на: а) ширината на забранената зона; б) отместването по дължина на вълната

Освен ширината на забранената зона, друга характеристика на полупроводниците, важна за приложенията им в оптиката и оптоелектрониката, е коефициентът им на пречупване. Ширината на забранената зона определя прага за абсорбция на фотони от полупроводника, а коефициентът на пречупване е причина за френелово отражение. Връзката между тях, както и широкият диапазон на пропускане меж-

ду 0,9 μm и 17 μm на галиевия арсенид го правят изключително удобен за проектирането на топлинни сензори и термометри.

2. Експеримент

Обектът на изследването е пластинка *GaAs* с дебелина 300 μm . Изследвана е температурната ѝ зависимост, като изследването е проведено в режим на пропускане с два различни източника на светлина – източник на бяла светлина *AvaLight-DH* на компанията *Avantes* (комбинация на деутериева и халогенна лампа) и светодиод с централна дължина на вълната 920 nm. Пластинката *GaAs* е поставена между две многомодови кварц-полимерни оптични влакна със сърцевина 200 μm . Измерва се спектърът на пропускане на изхода на влакното след *GaAs* пластинката. Спектрите се получават чрез оптичен спектрометър *AvaSpec 2048*, отново на компанията *Avantes*.



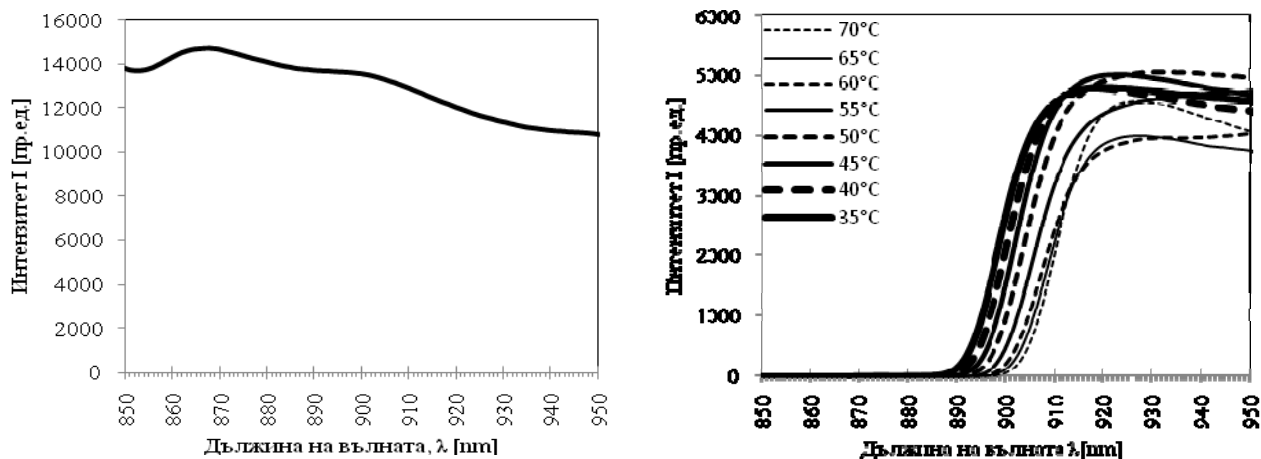
Фиг. 2. Схема на опитната постановка

От получения спектър се извлича информация за температурните промени, като са анализирани две възможности: промяна на интензитета на светлината за дадена дължина на вълната λ , което симулира лазерен диод или СИД в качеството им източници с тясна спектрална ширина, и измерване на спектралното отместване на спектъра на пропускане $T(\lambda)$ или на преминалия интензитет $I(\lambda)$. Получените от експериментите данни са обработени с Microsoft Excel 2007.

3. Опитни резултати и анализ

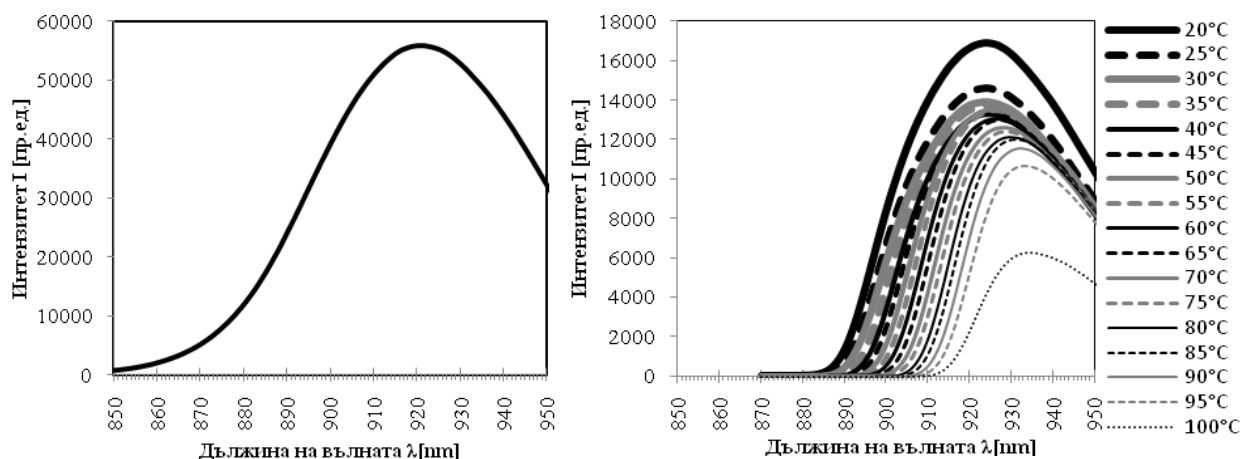
Зоната на пропускане на *GaAs*, представляваща интерес, е около 900 – 910 nm. Измерва се спектърът на преминалата през пластинката светлина $I(\lambda)$ при промяна в температурата с 1°C. За първото измерване използваме източник на бяла светлина. Това е общо измерване,

чиято цел е да се потвърди експериментално, при конкретната схема, зоната, в която пропуска *GaAs* пластинката и зависимостта на пропускането от температурата. Измерванията са направени в диапазона от 35°C до 70°C, през 1°C.



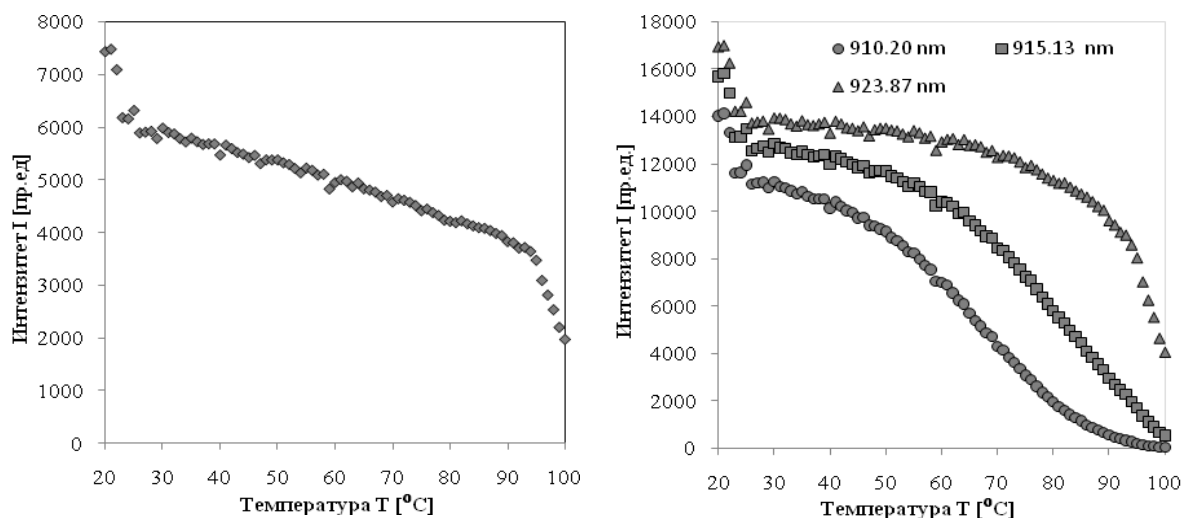
Фиг. 3. За измерване с бяла светлина: а) спектър на източник *AvaLight-DH* в разглеждания диапазон; б) спектър на преминалата през пластинката светлина

За второто измерване използваме за източник светодиод с централна дължина на вълната 920 nm. Този източник е по-подходящ за практически приложения. Измерванията са направени в диапазона от 20°C до 100°C, през 1°C.



Фиг. 4. За измерване със светодиод: а) спектър на източник *AvaLight-DH* в разглеждания диапазон; б) спектър на преминалата през пластинката светлина

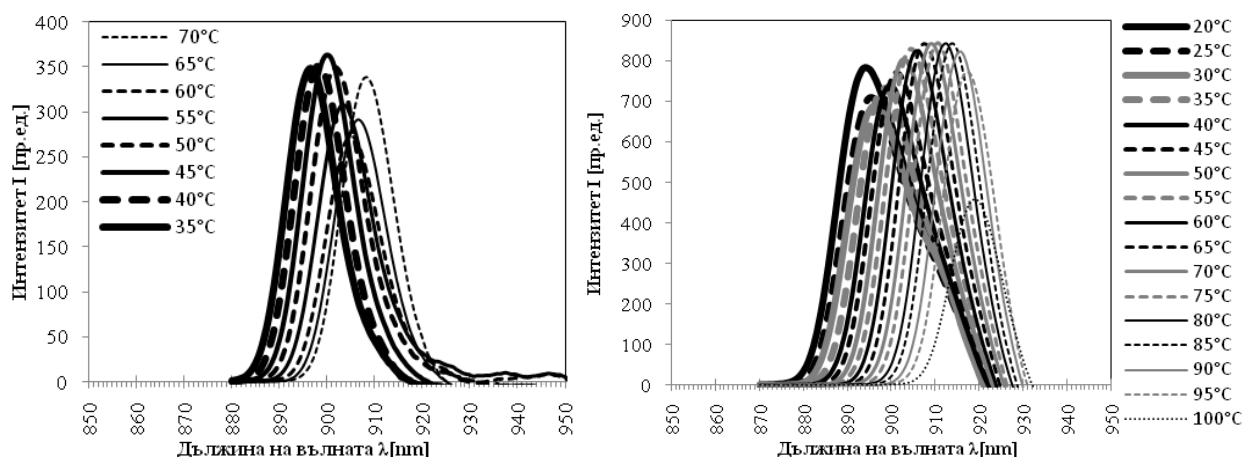
От получените спектрални криви, показани на фиг. 3б), може да се намери промяната на интензитета на преминалата светлина за определени дължини на вълната, на които може да излъчват лазерни източници, тесноивични светодиоди или комбинация от широкоспектрни СИД и тесноивични интерференчни филтри преди детектора. Използвайки спектрите от Фиг. 4б), може да се получат отклиците за интегралната мощност при източник СИД.



Фиг. 5. Отклик на: а) интегралния интензитет при измерване със СИД; б) интензитета за три различни дължини на вълните при измерване с бяла светлина

От получените криви се вижда, че откликът, макар и монотонен, не е линеен, а се характеризира с два участъка с малка чувствителност в началото и края на температурния обхват и един с по-висока чувствителност в средния участък.

Като алтернативен метод на детекция е определяно отместването на максимума на първите производни на преминалата светлина по дължина на вълната. Тъй като в отклика на фиг. 5 има промяна на наклона, то това означава максимум на първата производна, както е показано на фиг. 6.



Фиг. 6. Спектър на първата производна: а) при измерване с бяла светлина; б) при измерване със СИД

Отместването $\Delta\lambda(T)$ може да се определи по спектралното разстояние между всеки следващ максимум спрямо този при определена температура T_0

$$\Delta\lambda = \lambda_{Max}(T) - \lambda_{Max}(T_0). \quad (2)$$

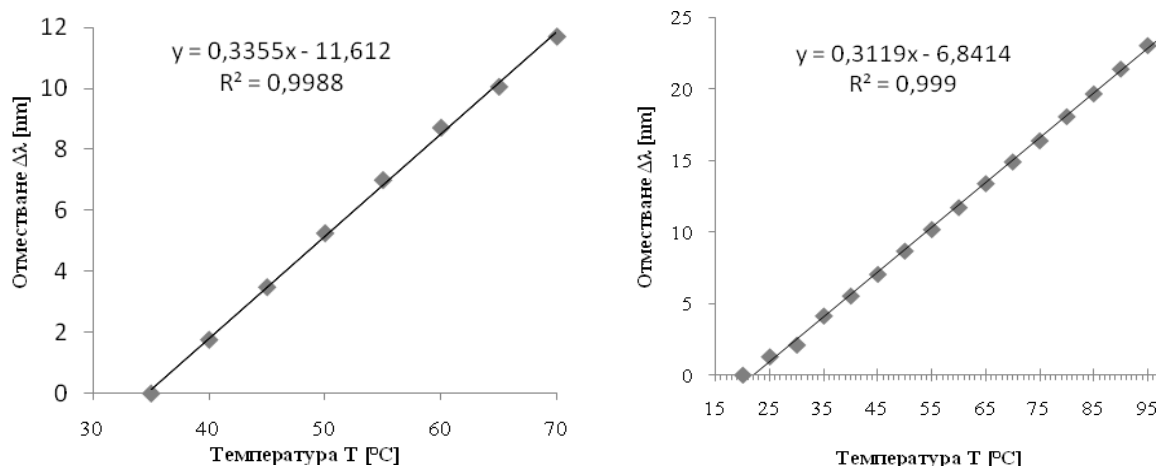
За по-fino определяне на максимумите вземаме експериментално определената стойност на максимума заедно с шест стойности под и над него и използваме вградената функция в Microsoft Excel 2007 за напасване на полиноми по експериментални точки. За всеки максимум съставяме полином от втора степен от вида:

$$dI(\lambda)/d\lambda = P(\lambda) - a\lambda^2 + b\lambda + c, \quad (3)$$

като коефициентите a и b зависят от температурата T . Максимумът на получения полином намираме по формулата:

$$\lambda_{Max}(T) = -\frac{b(T)}{2a(T)}, \quad (4)$$

след което изчисляваме спектралното отместване спрямо дадена температура T_0 по (2).



Фиг. 6. Отклик на спектралното отместване от температурата:
а) при измерване с бяла светлина; б) при измерване със СИД

От фиг. 6 се вижда, че откликът на спектралното отместване от температурата е практически линейна функция, независимо от това, че максимумите на първата производна са с различни стойности (фиг. 5). Получената линейна зависимост на отместването $\Delta\lambda$ от температурата с коефициент на детерминация $R^2 = 0,9978$ и с чувствителност $0,3355 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ за бяла светлина и с коефициент на детерминация $R^2 = 0,9993$ с чувствителност $0,3119 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ за светодиод. Тези резултати са много близко до теоретично получените, а именно линейна зависимост с коефициент на детерминация $R^2 = 0,9989$ и отместване $\Delta\lambda$ с чувствителност $0,2961 \text{ nm}/^\circ\text{C}$.

4. Заключение

От направените експериментални изследвания могат да се направят следните заключения:

1. Съществува линейна зависимост на спектралното отместване $\Delta\lambda$ на пропускането на GaAs от температурата с $R^2 = 0,9978$ и с чувствителност $0,3355 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ за бяла светлина и $R^2 = 0,9993$ с чувствителност $0,3119 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ за светодиод.

2. Линейният отклик при температурни промени се получава, ако спектралните промени се отчитат по спектралното отместване на максимума в първата производна на интензитета по дължина на вълната.

3. Тази зависимост дава възможност за проектирането на компактни влакнесто-оптични температурни сензори.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fiber optic sensors, Ed. by F. T. S. Yu, Sh. Y., Marcel Dekker Inc, New York, Basel, 2002.
2. Tatsuo Togawa, Toshiyo Tamura, P. Åke O' berg, Biomedical sensors and Instruments, CRC Press, Taylor & Francis Group, 2011.
3. Yanis cryogenic research equipment, Window Transmission Curves, <http://www.janis.com/products/AccessoriesandAncillaryEquipment/WindowTransmissionCurves.aspx>
4. Gupta, Banshi Das, Fiber Optic Sensors: Principles and Applications, 2006.
5. N.M. Ravindra, Preethi Ganapathy, Jinsoo Choi, Energy gap–refractive index relations in semiconductors, 2005.
6. Asit Baran Maity, Optoelectronics And Optical Fiber Sensors, 2013.

TEMPERATURE DEPENDENCE OF GaAs TRANSMISSION IN A FIBRE-OPTIC TRANSMISSION SCHEME

V. Dimitrova, G. Dyankov, T. Eftimov

*Department of Optics and Atomic Physics, Faculty of Physics,
Plovdiv University „Paissi Hilendarski“*

Abstract

The temperature dependence of spectral transmission of a 300 μm thick GaAs plate has been studied. The measurements were taken in transmission mode with two different sources: a white light source and a light emitting diode (LED) with a center wavelength of 920 nm. The GaAs plate was placed between two axially aligned optical fibers with core diameters of 200 μm . The wavelength shift was measured for temperature changes from 35°C to 70°C for a white source and from 20°C to 100°C for the LED source. For a more accurate determination of the spectral shifts $\Delta\lambda$ with temperature, the first derivative of the transmitted intensity with respect to wavelength was measured. We obtain linear dependencies with coefficients of determination $R^2 = 0,9978$ for white light and $R^2 = 0,9993$ for the LED which opens the opportunity to make highly accurate temperature sensors with spectral interrogation.

ИЗСЛЕДВАНЕ НА ПРОЦЕСА РЯЗАНЕ НА ОБРАЗЦИ ОТ ПЛЕКСИГЛАС С CO₂-ЛАЗЕР И ЛАЗЕР НА CuBr

Н. Ангелов¹, Ц. Тодоров²

¹ ТУ – Габрово, Факултет „Стопански“, Катедра „Физика, химия и екология“

² ТУ – Габрово, Факултет „Електротехника и електроника“

1. Въведение

Лазерите се използват във всички области на индустриалното производство – автомобилостроене, самолетостроене, корабостроене, машиностроене и др.: за маркиране и гравирание [1, 2], рязане [1, 3], заваряване [4, 5], пробиване на отвори, термозакаляване, измервания на линейни и ъглови величини. Те успешно се използват за обработка както на метали, така и на неметали [6, 8]. Други сфери, в които лазерите навлязоха през последните години, са комуникации, медицина, научни изследвания, селско стопанство, военно дело и др.

Лазерното рязане на неметали (в частност на плексиглас) намира все по-широко приложение, особено при изработка на сувенири. Само малка част от конструираните лазери са подходящи за осъществяване на процеса и имат необходимите параметри. Затова е необходимо да се определят работни интервали на основни параметри за всяка технологична система с определен тип лазер [7, 8].

2. Изложение

Цел на доклада е изследване на влиянието на скорост на рязане върху максималната дълбочина на сръза за образци от плексиглас за два типа лазери – CO₂-лазер (работещ в близката инфрачервена област) и лазер на CuBr (работещ във видимата област).

Основните параметри на лазерните технологични системи със CO₂-лазер и лазер на CuBr са дадени в табл. 1. CO₂-лазерът работи в непрекъснат режим, а лазерът на CuBr работи в импулсен режим.



Фиг. 1. Общ вид на лазерни технологични системи за рязане с CO_2 -лазер и лазер на CuBr

Табл. 1. Основни параметри на лазерни технологични системи за рязане с CO_2 -лазер и лазер на CuBr

Лазер Параметър	CO_2 -лазер	Лазер на CuBr
Дължина на вълната λ , μm	10,6	0,578
Мощност P , W	100	10
Диаметър на работното петно d , μm	150	30
Честота ν , kHz	—	20
Продължителност на импулсите τ , ns	—	30
Разделителна способност, μm	25	2,5
Точност на позициониране, μm	< 10	$< 2,5$

За изследване на влиянието на скоростта V върху максималната дебелина h_{max} на сръза се проведеха серия от експерименти върху пластини от плексиглас. Скоростта се изменяше в интервала $V \in [200, 1000]$ mm/min със стъпка 100 mm/min.

Експерименти с технологична система с CO_2 -лазер

Резултатите от експерименталните изследвания са дадени на фиг. 2. На нея е представена зависимостта $h_{\max} = h_{\max}(V)$ за две плътности на мощността: $q_1 = 4,53 \cdot 10^9 \text{ W/m}^2$ и $q_2 = 3,62 \cdot 10^9 \text{ W/m}^2$.

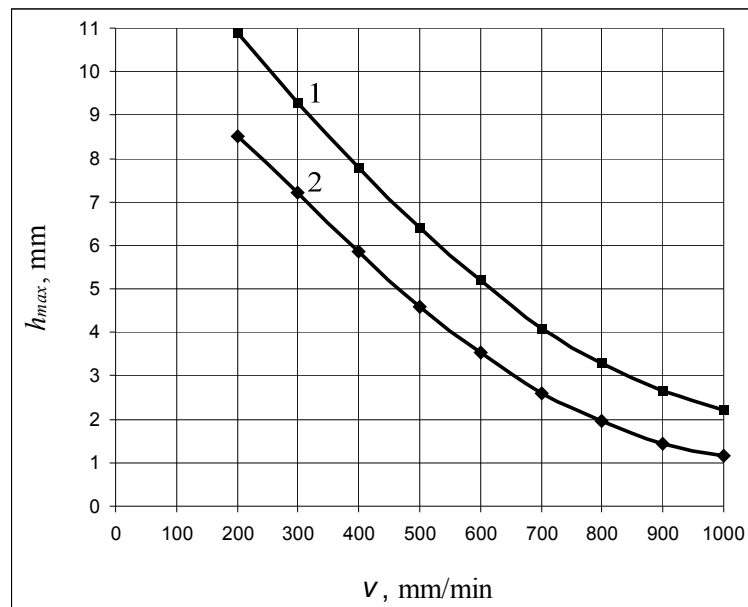
От анализа на получените графики могат да се направят следните изводи:

- С увеличаване на скоростта се наблюдава нелинейно намаляване на максималната дълбочина на сръза за целия изследван интервал. Двете получени криви имат един и същи вид;

- Бързината на намаляване на максималната дълбочина на сръза е:

-9,63 $\mu\text{m}/(\text{mm}/\text{min})$ за $q_1 = 4,53 \cdot 10^9 \text{ W/m}^2$;

-9,19 $\mu\text{m}/(\text{mm}/\text{min})$ за $q_2 = 3,62 \cdot 10^9 \text{ W/m}^2$.



Фиг. 2. Графики на експерименталната зависимост $h_{\max} = h_{\max}(V)$ при рязане с CO_2 -лазер: 1 – $q_1 = 4,53 \cdot 10^9 \text{ W/m}^2$; 2 – $q_2 = 3,62 \cdot 10^9 \text{ W/m}^2$

Експерименти с технологична система с лазер на CuBr

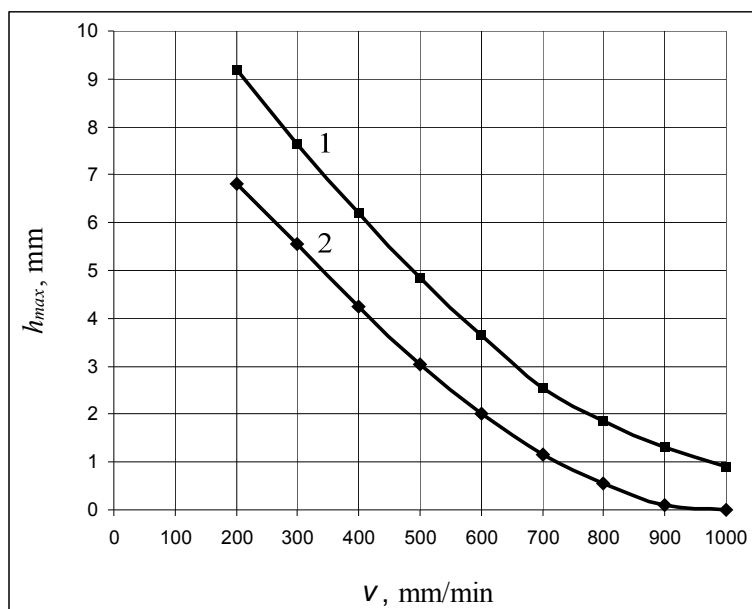
По време на експериментите се поддържаха постоянни следните параметри:

честота $\nu = 20 \text{ kHz}$;

продължителност на импулсите $\tau = 30 \text{ ns}$.

На фиг. 3 е дадена зависимостта $h_{\max} = h_{\max}(V)$ за две плътности на мощността $q_1 = 7,22 \cdot 10^9 \text{ W/m}^2$ и $q_2 = 5,41 \cdot 10^9 \text{ W/m}^2$. От анализа на получените графики следва:

- С увеличаване на скоростта се наблюдава нелинейно намаляване на максималната дълбочина на сръза за целия изследван интервал;
- Сравняването на резултатите показва, че максималната дълбочина на сръза има близки стойности за двата изследвани лазера за целия интервал от скорости. Трябва да се отбележи, че плътността на мощността на CuBr е около 60% по-голяма от тази на CO₂-лазера. Причината е по-голямата поглъщателна способност на плексигласа за дължина на вълната $\lambda_1 = 10,6 \mu\text{m}$ в сравнение с дължина на вълната $\lambda_2 = 0,578 \mu\text{m}$;
- Бързината на намаляване на максималната дълбочина на сръза е:
 $-10,4 \mu\text{m}/(\text{mm}/\text{min})$ за $q_1 = 7,22 \cdot 10^9 \text{ W}/\text{m}^2$;
 $-9,57 \mu\text{m}/(\text{mm}/\text{min})$ за $q_2 = 5,41 \cdot 10^9 \text{ W}/\text{m}^2$.



Фиг. 3. Графики на експерименталната зависимост $h_{max} = h_{max}(v)$ при рязане с лазер на CuBr: 1 – $q_1 = 7,22 \cdot 10^9 \text{ W}/\text{m}^2$;
 2 – $q_2 = 5,41 \cdot 10^9 \text{ W}/\text{m}^2$

3. Заключение

Лазерното рязане на неметални материали, включително и на плексиглас, е съвременна технология, която все повече се налага в производството. Анализът на получените експериментални резултати дава следните изводи:

- CO₂-лазерът е по-подходящ за лазерно рязане на плексиглас в сравнение с лазера на CuBr, тъй като се постига по-голяма ефективност;

- При изрязване на фини контури може да се използва лазер на CuBr, тъй като е с много по-малък диаметър на работното петно в сравнение с CO₂-лазера и лазерната система с лазер на CuBr притежава някои по-добри характеристики като точност на позициониране и разделителна способност.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Григорянц, И. Шиганов, А. Мисюров, Технологические процессы лазерной обработки, изд. МГТУ им. Н. Баумана, Москва, 2006.
2. Валиулин А., С. Горный, Ю. Гречко, М. Патров, К. Юдин, В. Юревич, Лазерная маркировка материалов, научно-технический журнал Фотоника, выпуск № 3/2007.
3. А. Г. Григорьянц, А. А. Соколов. Лазерная резка металлов, изд. Высшая школа, Москва, 1988.
4. В. Митуцов, Н. Душкина, Л. Хинкова, Лазери и лазерни технологии, изд. Техника, София, 1992.
5. Н. Н. Рыкалин, А. А. Углов, И. В. Зуев, А. И. Кокора, Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов, Справочник, изд. Машиностроение, Москва, 1991.
6. С. Динев, Лазерите в модерните технологии, изд. Алфа, София, 1993.
7. Н. Ангелов, Оптимизация на процеса маркиране с лазерно лъчение на образци от инструментална стомана. Дисертационен труд за получаване на степен „Доктор“, ТУ – Габрово, Габрово, 2011.
8. D. Schuöcker, Handbook of the Eurolaser Academy, CHAPMAN&HALL, London, 1998.

Докладът е посветен на International Year of Light and Light-based Technologies, 2015 (IYL 2015).

STUDY OF THE PROCESS OF CUTTING OF SAMPLES OF PLEXIGLASS WITH CO₂-LASER AND CuBr LASER

N. Angelov¹, C. Todorov²

¹ *TU – Gabrovo, Faculty of Economics, Department of Physics, Chemistry and Ecology*

² *TU – Gabrovo, Faculty of Electrical Engineering and Electronics*

Abstract

The influence of speed on the process of laser cutting of plexiglass was investigated. Experiments were made with the technological systems

with CO₂-laser and CuBr laser. The dependence of the maximum depth of cut from the speed of two power densities of the laser beam for both types of lasers, was drawn. The results are analyzed and compared the capabilities of these lasers.

Keywords: laser cutting, plexiglass, CO₂-laser, CuBr laser, power density, speed.

МАРКИРАНЕ НА ИЗДЕЛИЯ ОТ СТОМАНА 20 кп С ВЛАКНЕСТО-ОПТИЧЕН ЛАЗЕР

Н. Ангелов¹, Ц. Тодоров²

¹ ТУ – Габрово, Факултет „Стопански“, Катедра „Физика, химия и екология“

² ТУ – Габрово, Факултет „Електротехника и електроника“

1. Въведение

Днес освен лазерният, се използват и редица други методи за маркиране – ударно-механичен, електрохимичен, електроерозиен, тампонен, лепене на етикети и др. Лазерното маркиране е най-съвременният технологичен метод за маркиране, притежаващ изключително висока гъвкавост. Лазерният лъч може да се управлява във времето и в пространството, а също така да се дозира и регулира енергията на излъчването. Използваните лазери с различни дължини на вълните определят широк кръг на маркираните материали. Така например този начин позволява непосредствено маркиране на метали и сплави, пластмаси, стъкло, дърво, хартия, кожа, гума, керамика, минерали и др. [1, 2, 4] с висока скорост, точност и качество.

Позициите на лазерно маркиране на изделия от стомана се разширяват и понастоящем. Трябва да се отбележи, че за всеки материал се определят работни технологични параметри за лазерно маркиране с цел да се скъси времето на внедряване на изделието в производството [1, 3].

2. Изложение

Цел на доклада е определяне на работни интервали за скоростта и честотата при маркиране на изделия от конструкционна стомана 20кп с влакнесто-оптичен лазер.

Основните предимства на влакнесто-оптичните лазери в сравнение с другите типове лазери, използвани за лазерно маркиране, според [5, 6] са:

- Висока икономическа ефективност – ниски разходи за хранване на напмпващите диоди и за охлаждането им;
- Малки разходи за поддръжка – времето на живот на диодите е над 100 000 часа;
- Лесна доставка на лазерното лъчение по стъкловлакно до зоната на обработка;
- Отлична структура на лазерния лъч поради многократни отражения вътре във влакното;
- Времева и пространствена стабилност на лъчението през цялото време на въздействие;
- Малки габарити, което е предпоставка за мобилност;
- Не е необходима сложна калибровка и юстировка за напасване към даден технологичен процес.

Трябва да се отбележи, че влакнесто-оптичният лазер поради тези си предимства все по-често измества другите лазери и от утвърдени вече промишлени технологии.

В табл. 1 са представени основни технологични параметри на лазерната технологична система с влакнесто-оптичния лазер, използвана в експерименталните изследвания [7].

Табл. 1. Някои параметри на лазерната технологична система с влакнесто-оптичен лазер

Параметър	Стойност
Дължина на вълната λ , nm	1 062
Мощност P , W	40,0
Честота ν , kHz	250
Продължителност на импулсите τ , ns	8 – 250
Импулсна енергия E_p , mJ	0,16 – 1,33
Импулсна мощност P_p , kW	5,32 – 17,8
Качество на лъча M^2	< 1,1
Точност на позициониране, μm	2,5
Коефициент на полезно действие, %	40

Експерименталните изследвания се отнасят за образци от конструкционна стомана 20 кп. Тя широко се използва в производството за изработване на тръби, фитинги, контакти, болтове, фланци, корпуси на апарати, оси, скрепителни елементи и др. Основните ѝ топлофизични характеристики са представени в табл. 2 [8].

Табл. 2. *Топлофизични характеристики на конструкционна стомана 20 кп*

$t, ^\circ\text{C}$	$k, \text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$	$c, \text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$	$\rho, \text{kg}/\text{m}^3$	$a, \text{m}^2/\text{s}$
100	51	486	7834	$1,34\cdot 10^{-5}$
200	49	498	7803	$1,26\cdot 10^{-5}$
300	44	514	7770	$1,10\cdot 10^{-5}$
400	43	533	7736	$1,04\cdot 10^{-5}$
500	39	555	7699	$9,13\cdot 10^{-6}$
600	36	584	7659	$8,05\cdot 10^{-6}$
700	32	636	7617	$6,61\cdot 10^{-6}$
800	26	703	7624	$4,85\cdot 10^{-6}$
900	26	703	7600	$4,87\cdot 10^{-6}$

Върху образци от конструкционна стомана 20 кп се извърши растерно маркиране на квадрати със страна 10 mm, като линиите се изписваха плътно една до друга. Решени бяха следните задачи:

1. Получаване на зависимостта на контраста на маркировката k^* от скоростта v

Проведени бяха експерименти върху изготвените образци. Скоростта на маркиране се изменяше в интервала $v \in [40, 200]$ mm/s със стъпка 20 mm/s. По време на експериментите се поддържаха постоянни следните параметри:

Мощност $P = 26,0$ W

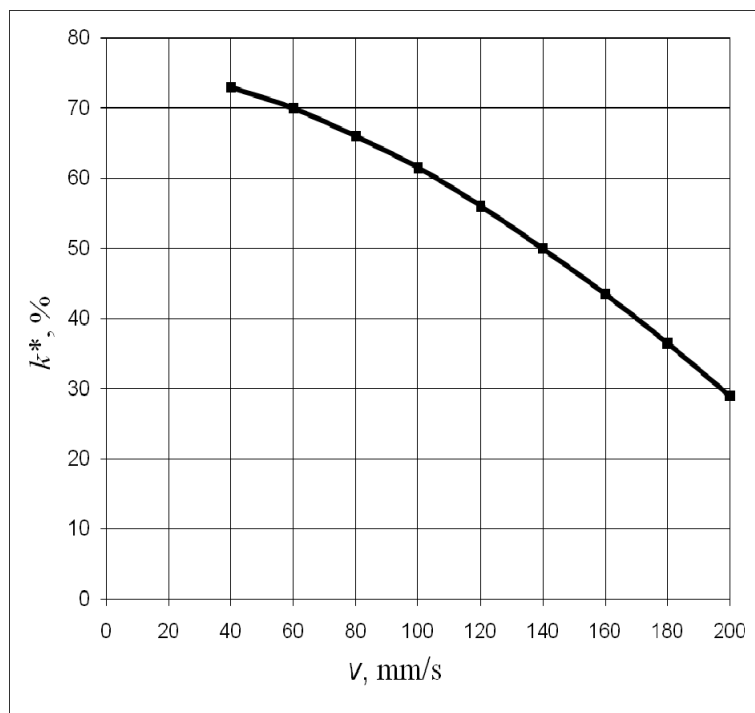
Диаметър на работното петно $d = 40$ μm

Честота $\nu = 50$ kHz

Продължителност на импулсите $\tau = 250$ ns

На фиг. 1 е дадена получената зависимост $k^* = k^*(V)$. От анализа ѝ могат да се направят следните изводи:

- С увеличаване на скоростта контрастът намалява с бързина $(-0,28\%/(\text{mm}/\text{s}))$;
- Работният интервал за скорост на маркиране при повърхнинна плътност на мощността на лазерното лъчение $q_s = 2,07\cdot 10^{10}$ W/m² е
 $v \in [40, 140]$ mm/s при визуално възприемане;
 $v \in [40, 200]$ mm/s при възприемането ѝ с четци.



Фиг. 1. Графика на зависимостта $k^* = k^*(v)$ при маркиране на образци от конструкционна стомана 20 кп с влакнесто-оптичен лазер

2. Получаване на зависимостта на контраста на маркировката k^* от честотата ν

Проведени бяха експерименти върху образци от стоманата. Честотата се изменяше в интервала $\nu \in [5, 50]$ kHz със стъпка 5 kHz. По време на експериментите се поддържаха постоянни следните параметри:

Мощност $P = 26,0 \text{ W}$

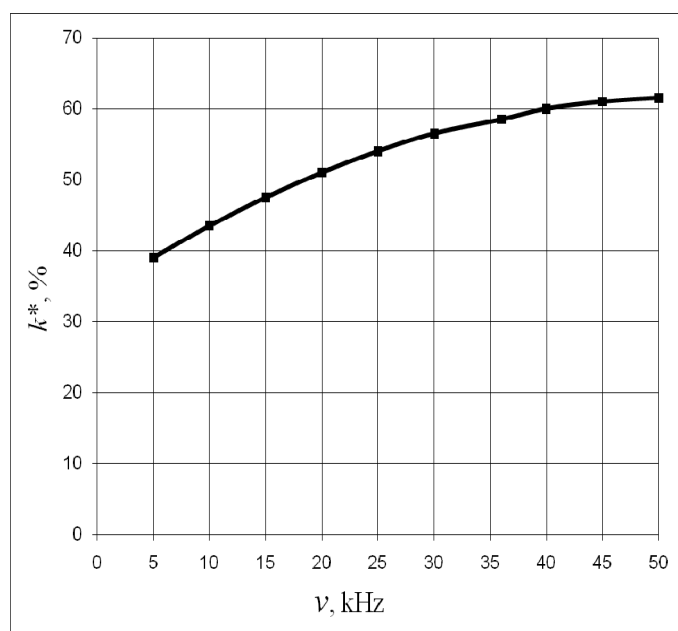
Диаметър на работното петно $d = 40 \text{ }\mu\text{m}$

Скорост $v = 100 \text{ mm/s}$

Продължителност на импулсите $\tau = 250 \text{ ns}$

На фиг. 2 е дадена получената зависимост $k^* = k^*(\nu)$. От анализа ѝ могат да се направят следните изводи:

- С увеличаване на честотата контрастът слабо нараства със скорост $0,51\%/kHz$;
- Работният интервал за честота при повърхнинна плътност на мощността на лазерното лъчение $q_s = 2,07 \cdot 10^{10} \text{ W/m}^2$ е
 $\nu \in [18, 50] \text{ kHz}$ при визуално възприемане;
 $\nu \in [5, 50] \text{ kHz}$ при възприемането ѝ с четци.



Фиг. 2. Графика на зависимостта $k^* = k^*(v)$ при маркиране на образци от конструкционна стомана 20 кп с влакнесто-оптичен лазер

3. Заключение

Направените измервания и проведенят анализ позволяват да формулираме следните основни заключения:

1. Получените високи скорости на маркиране с влакнесто-оптичен лазер на образци от изследваната стомана определят по-добра ефективност в производството.

2. Контрастът на маркировката слабо се изменя в работния интервал на честотата при визуалното ѝ възприемане. От това следва, че честотата на практика не влияе на контраста на маркировката за този интервал.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Динев, Лазерите в модерните технологии, изд. Алфа, София, стр. 99 – 101, (1993).
2. Н. Ангелов, Оптимизация на процеса маркиране с лазерно лъчение на образци от инструментална стомана, Дисертационен труд за получаване на степен „Доктор“, ТУ – Габрово, Габрово, стр. 5 (2011).
3. Григорянц А., И. Шиганов, А. Мисюров, Технологические процессы лазерной обработки, изд. МГТУ им. Н. Баумана, Москва (2006).
4. D. Schuöcker, Handbook of the Eurolaser Academy, CHAPMAN&HALL, London, (1998).

5. С. Вудс, М. Дака, Г.Флин, Волоконные лазеры средней мощности и их применение, научно-технический журнал ФОТОНИКА, вып. № 4/2008, [www.photonics.su/issue 4/2](http://www.photonics.su/issue%204/2) (2008).
6. www.sp-laser.ru/?id=430
7. www.spilasers.com
8. <http://splav-kharkov.com/main.php>

Докладът е посветен на International Year of Light and Light-based Technologies, 2015 (IYL 2015).

MARKING OF PRODUCTS OF STEEL 20kp WITH FIBER LASER

N. Angelov¹, C. Todorov²

¹ *TU – Gabrovo, Faculty of Economics, Department of Physics,
Chemistry and Ecology*

² *TU – Gabrovo, Faculty of Electrical Engineering and Electronics*

Abstract

The opportunities and advantages of fiber laser for marking products from metals and alloys were discussed. The influence of speed and frequency for marking of samples of structural steel 20kp was investigated. The dependencies of contrast of marking from the speed and frequency were drawn. The obtained results were analyzed. Work intervals are determined for the studied magnitudes.

Keywords: laser marking, structural steel 20kp, fiber laser, speed, frequency, contrast

ИЗСЛЕДВАНЕ НА ЛАЗЕРНО МАРКИРАНЕ НА ИЗДЕЛИЯ ОТ КОНСТРУКЦИОННА СТОМАНА 30ChGS

Н. Ангелов¹, Д. Господинов², З. Куманова³

¹ ТУ – Габрово, Факултет „Стопански“, Катедра „Физика, химия и екология“

² ПУ „Паисий Хилендарски“, Факултет по физика

³ ТУ – Габрово, Факултет „Машиностроене и уредостроене“

1. Въведение

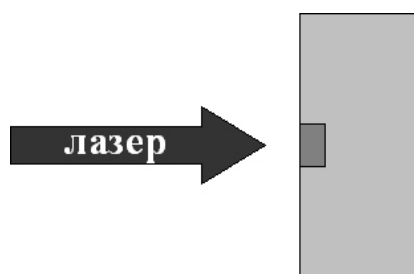
Изделията от стомана намират широко приложение във всички области на индустриалното производство – машиностроене, автомобилостроене, самолетостроене, корабостроене, изделия за бита и др. При изработването им се използват различни технологични процеси като рязане, заваряване, маркиране, гравирание, пробиване на отвори, термозакаляване. За част от тези изделия се използват лазерни технологии [1 – 3, 5]. Една от успешно използваните е лазерният метод на маркиране. Той непрекъснато разширява своите позиции, като благодарение на своите предимства успешно измества традиционни методи на маркиране.

2. Изложение

Цел на настоящата работа е да се изследва процесът на лазерно маркиране чрез топене за изделия от конструкционна стомана 30ChGS и да се определят работни интервали на плътността на мощността при използване на шайбов лазер и лазер на CuBr.

При този метод на маркиране в зоната на въздействие материалът се нагрява до температура над тази на топене и се получава стопилка. Променят се оптическите свойства на материала в тази зона, като най-често тя потъмнява. Получава се контраст между зоната на въздействие и съседната зона [4, 6] (фиг. 1).

Конструкционната стомана 30ChGS се използва за изработка на валове, оси, зъбни колела, спирачни ленти на двигатели, фланци, кожуси на машини, перки на компресорни машини, лостове, бутала, заварени конструкции, крепежни елементи и др. Основните ѝ топлофизични характеристики са представени в табл. 1 [7].



Фиг. 1. Лазерно маркиране чрез топене

Табл. 1. Някои топлофизични характеристики на конструкционна стомана 30ChGS

$t, ^\circ\text{C}$	$k, \text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$	$c, \text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$	$\rho, \text{kg}/\text{m}^3$	$a, \text{m}^2/\text{s}$
100	37	493	7830	$9,59 \cdot 10^{-6}$
200	41	504	7800	$10,4 \cdot 10^{-6}$
300	38	512	7760	$9,56 \cdot 10^{-6}$
400	37	533	7730	$8,98 \cdot 10^{-6}$
500	36	554	7700	$8,44 \cdot 10^{-6}$
600	35	584	7670	$7,81 \cdot 10^{-6}$
700	34	622	7640	$7,15 \cdot 10^{-6}$
800	32	693	7610	$6,07 \cdot 10^{-6}$

Експерименти с шайбов лазер

За изследване на влиянието на плътността на мощността q_s върху контраста k^* на маркировката се проведеха изследвания с конструкционна стомана 30ChGS. Плътността на мощността на лазерното лъчение се изменяше в интервала $q_s \in [1,14 \cdot 10^{10}; 2,08 \cdot 10^{10}] \text{ W}/\text{m}^2$ със стъпка $1,04 \cdot 10^9 \text{ W}/\text{m}^2$. Параметрите, които се поддържаха постоянни по време на експериментите, са дадени в табл. 2.

Табл. 2. Някои параметри на лазерната технологична система с шайбов лазер, които се поддържаха постоянни по време на експериментите

Параметър	Стойност
Скорост	$v_1 = 40 \text{ mm/s}$ $v_2 = 60 \text{ mm/s}$
Честота	$\nu = 50 \text{ kHz}$
Брой повторения	$N = 1$
Дефокусировка	$\Delta f = 0$

На фиг. 2 е дадена зависимостта $k^* = k^*(q_s)$ за скорости: графика 1 – $v_1 = 40 \text{ mm/s}$; графика 2 – $v_2 = 60 \text{ mm/s}$. От анализа на получените експериментални резултати могат да се направят следните изводи:

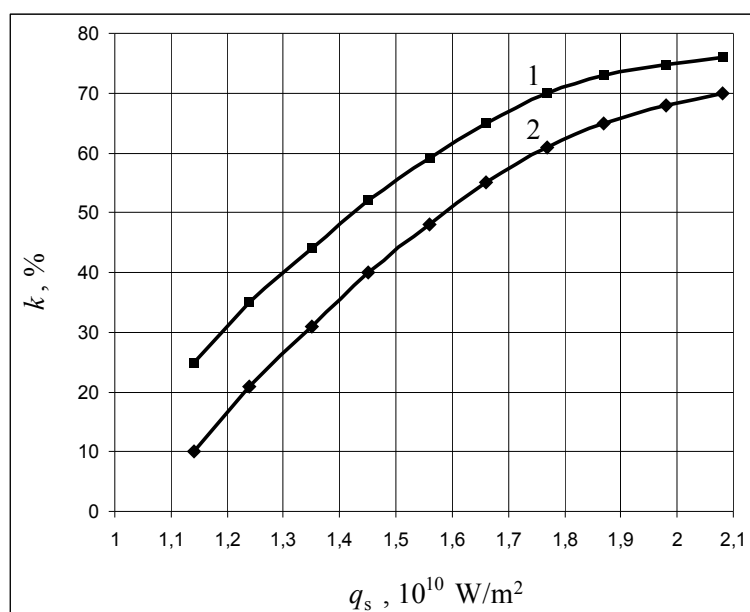
- С нарастване на повърхнинната плътност на мощността на лазерното лъчение се увеличава контрастът на маркировката и за двете скорости на маркиране;

- В интервала за плътността на мощността на лазерното лъчение $q_s \in [1,14 \cdot 10^{10}; 1,77 \cdot 10^{10}] \text{ W/m}^2$ контрастът бързо нараства със скорост $7,14 \cdot 10^{-9} \text{ \%/(W/m}^2\text{)}$, а в интервала $q_s \in [1,77 \cdot 10^{10}; 2,08 \cdot 10^{10}] \text{ W/m}^2$ кривата е по-полегата и контрастът нараства със скорост $1,93 \cdot 10^{-9} \text{ \%/(W/m}^2\text{)}$.

- Работният интервал за повърхнинна плътност на мощността на лазерното лъчение е

за $v_1 = 40 \text{ mm/s}$ $q_s \in [1,43 \cdot 10^{10}; 2,08 \cdot 10^{10}] \text{ W/m}^2$;

за $v_2 = 60 \text{ mm/s}$ $q_s \in [1,58 \cdot 10^{10}; 2,08 \cdot 10^{10}] \text{ W/m}^2$.



Фиг. 2. Графики на експерименталната зависимост $k^* = k^*(q_s)$ за шайбов лазер при маркиране със скорост 1 – $v_1 = 40 \text{ mm/s}$; графика 2 – $v_2 = 60 \text{ mm/s}$

Експерименти с лазер на CuBr

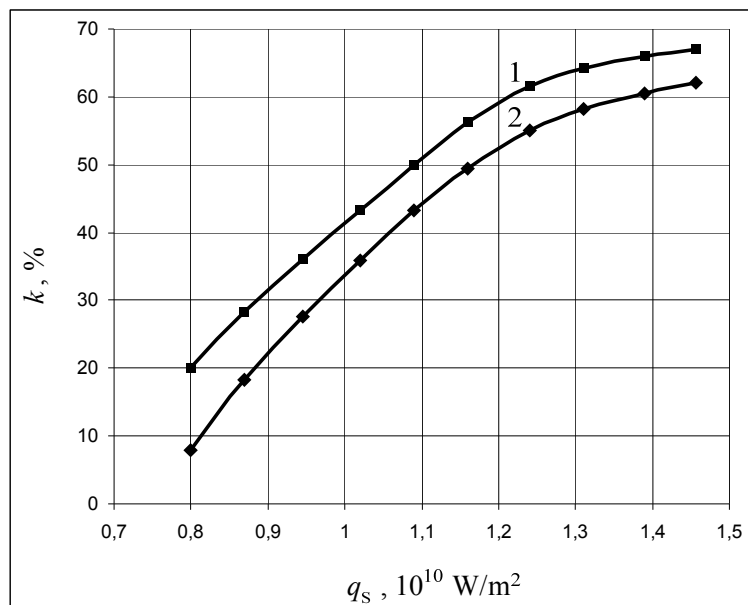
Плътността на мощността на лазерното лъчение се изменяше в интервала $q_s \in [0,80 \cdot 10^{10}; 1,46 \cdot 10^{10}] \text{ W/m}^2$ със стъпка $7,50 \cdot 10^8 \text{ W/m}^2$. Параметрите, които се поддържаха постоянни по време на експериментите, са дадени в табл. 3.

Табл. 3. Някои параметри на лазерната технологична система с лазер на CuBr, които се поддържаха постоянни по време на експериментите

Параметър	Стойност
Скорост	$v_1 = 40 \text{ mm/s}$ $v_2 = 60 \text{ mm/s}$
Честота	$\nu = 20 \text{ kHz}$
Брой повторения	$N = 1$
Дефокусировка	$\Delta f = 0$

На фиг. 2 е представена зависимостта $k^* = k^*(q_s)$ при маркиране на образци от конструкционна стомана 30ChGS с лазер на CuBr. От анализа на получените резултати могат да се направят следните изводи:

- С нарастване на повърхнинната плътност на мощността на лазерното лъчение нелинейно се увеличава контрастът на маркировката;
- В интервала за плътността на мощността на лазерното лъчение $q_s \in [0,80 \cdot 10^{10}; 1,24 \cdot 10^{10}] \text{ W/m}^2$ контрастът бързо нараства със скорост $9,43 \cdot 10^{-9} \text{ \%/(W/m}^2\text{)}$, а в интервала $q_s \in [1,24 \cdot 10^{10}; 1,46 \cdot 10^{10}] \text{ W/m}^2$ кривата е по-полегата и контрастът нараства със скорост $2,50 \cdot 10^{-9} \text{ \%/(W/m}^2\text{)}$.
- Работният интервал за повърхнинна плътност на мощността на лазерното лъчение е
за $v_1 = 40 \text{ mm/s}$ $q_s \in [1,08 \cdot 10^{10}; 1,46 \cdot 10^{10}] \text{ W/m}^2$;
за $v_2 = 60 \text{ mm/s}$ $q_s \in [1,17 \cdot 10^{10}; 1,46 \cdot 10^{10}] \text{ W/m}^2$;
- Сравняването на получените резултати с тези за шайбовия лазер показва, че началната плътност на мощността на лазерното лъчение на получените работни интервали за лазера на CuBr е около 1,35 пъти по-малка от тази за шайбовия лазер. Причината е по-голямата абсорбционна способност A за лазерното лъчение с дължина на вълната $\lambda_2 = 578 \text{ nm}$ в сравнение с тази на лазерното лъчение с дължина на вълната $\lambda_1 = 1064 \text{ nm}$.



Фиг. 3. Графики на експерименталната зависимост $k^* = k^*(q_s)$ за лазер на CuBr при маркиране със скорост: 1 – $v_1 = 40 \text{ mm/s}$; графика 2 – $v_2 = 60 \text{ mm/s}$

3. Заключение

Получените експериментални резултати и анализирането им дават основание да се направят следните заключения:

1. Плътността на мощността на лазерното лъчение оказва силно влияние на контраста на лазерната маркировка;

2. И двата изследвани лазера са подходящи за маркиране чрез топене на изделия от изследваната стомана. При използване на CuBr е необходима по-малка плътност на мощността, отколкото при използване на шайбовия лазер, но коефициентът на полезно действие на шайбовия лазер значително надвишава този на лазера на CuBr.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Валиулин, С. Горный, Ю. Гречко, М. Патров, К. Юдин, В. Юревич Лазерная маркировка материалов, научно-технический журнал Фотоника, выпуск № 3/2007.
2. Р. Р. Латыпов, Терегулов Н. Г., Смыслов А. М., Лобанов А. В. Технология лазерной обработки конструкционных и инструментальных материалов в авиадвигателостроении, Издательство Машиностроение, 2007.

3. Н. Ангелов, Оптимизация на процеса маркиране с лазерно лъчение на образци от инструментална стомана, Дисертационен труд за получаване на степен „Доктор“, ТУ – Габрово, Габрово, 2011.
4. С. Динев, Лазерите в модерните технологии, изд. Алфа, София, 1993.
5. Л. Сапрыкин, Лазерная маркировка и гравировка, Оборудование. Регион № 4 (21), апрель 2006.
6. D. Schuöcker, Handbook of the Eurolaser Academy, CHAPMAN&HALL, London, 1998.
7. <http://www.splav-kharkov.com/main.php>

Докладът е посветен на International Year of Light and Light-based Technologies, 2015 (IYL 2015).

STUDY OF LASER MARKING ON PRODUCTS OF STRUCTURAL STEEL 30ChGS

N. Angelov¹, D. Gospodinov², Z. Kumanova³

¹ *TU of Gabrovo, Faculty of Economics, Department of Physics,
Chemistry and Ecology*

² *University of Plovdiv, Faculty of Physics*

³ *TU of Gabrovo, Faculty of Mechanical and Precision Engineering*

Abstract

The laser marking process by melting on products of structural steel 30ChGS was investigated. The experiments were made with technological systems with disc laser (working in the near infrared area) and CuBr laser (working in the visible area). The dependence of contrast of the marking from power density of laser radiation for various speeds of marking was drawn. The obtained results were analyzed. Working intervals of the power density of the two types of lasers are defined.

Keywords: laser marking, structural steel 30ChGS, disc laser, CuBr laser, contrast, power density, operating range

ЛАЗЕРНО МАРКИРАНЕ НА 1D и 2D BAR-КОДОВЕ

Н. Ангелов¹, З. Куманова²

¹ ТУ – Габрово, Факултет „Стопански“, Катедра „Физика, химия и екология“

² Факултет „Машиностроене и уредостроене“

1. Въведение

Глобализацията на производството и търговията поставя нови изисквания към маркировката на изделията, които се предлагат на пазара. Създадените международни стандарти [4, 5] изискват нанасяне на маркировка на изделията с 1D и 2D bar-кодове. През последните години изключително нарасна ролята на маркировката като гаранция от фалшификати и защита на интелектуалната собственост на производителя, както и изискването за автоматизирано разчитане на информацията. Основно изискване към маркировката е да притежава необходимия контраст [1, 2] и да съхрани голяма по обем информация през цялото време на експлоатация [1, 3].

2. Изложение

Цел на доклада е да се направи съпоставка на възможностите на 1D и 2D bar-кодовете, да се подберат лазерни източници, подходящи за маркирането им.

1D bar-кодът (щрихкодът) представлява последователност от вертикални линии с различна дебелина и разстояния между тях (фиг. 1). Посредством тези линии информацията се кодира в двоичен код (1/0), който е четим за електронни устройства (bar-код четец). Всеки bar-код съдържа уникален сериен номер, който служи като ключ към база данни. През последните 30-ина години маркировката с 1D bar-кодове придоби широко приложение.

Маркировката от този тип се нанася непосредствено на изделието. Тя позволява да се автоматизира процесът на отчитане и контрол на продукцията, да се защити изделието от фалшификация. С лазерната технология при маркировка на 1D bar-кодове се постига голяма плътност на нанесената информация [6, 7].



Фиг. 1. Маркировка на bar-кодове

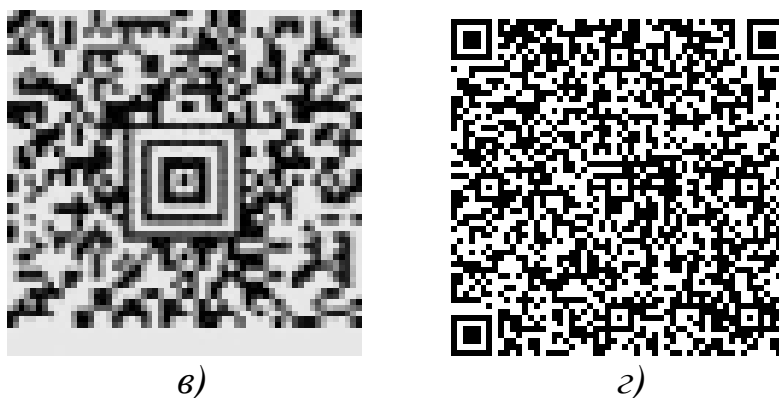
Непрекъснатото повишаване на изискванията на пазара и потребителите за все повече и повече информация (за държавата, в която е направено изделието, фирмата производител, технологията на направа на изделието по етапи от производството му – работната смяна, лицата, които са участвали в това производството), която да се съдържа в маркировката, породила необходимостта от създаване на нов вид маркировка, имаща възможност да съхранява по-голямо количество от база данни, така наречените двумерни (матрични) кодове. Лазерните източници откриха нови възможности за нанасяне на информация с висока плътност на базата на растерния метод, наречени 2D bar-кодове [8, 9]. При тях плътността на нанесената информация се увеличава многократно. Тя се определя от възможностите на лазерното лъчение да се фокусира в минимално петно и от разделителната способност на четящите скенери [10]. Понастоящем съществуват няколко различни стандарта, създадени от различни фирми, за нанасяне на 2D bar-кодовете: Data Matrix (фиг. 2 а), PDF 417 (фиг. 2 б), Aztec Code (фиг. 2 в) и QR Code (фиг. 2 г).



а)



б)



Фиг. 2. Маркировка на 2D bar-кодове

По-важните предимства на маркировката на 2D bar-кодовете са [11, 12]:

- Висока плътност на нанесената информация;
- Ниски стойности на контраста на маркировката – за да се възприема маркировката от четците, е необходимо контрастът да е поне 20%;
- Може да се чете под различен ъгъл;
- Висока степен на разчитане – информацията не се губи при 20%-ното му разрушаване, като вероятността за грешка при четене е 1: 61 000 000.

В световен мащаб се произвеждат лазерни източници с различни технологични параметри за маркиране, но само малка част от тях са подходящи за маркиране на bar-кодове. През последните години на пазара се предлагат следните лазерни източници, които се използват за реализиране на изследвания процес:

за метали и сплави

- Nd:YAG лазер с лампово напompване;
- Nd:YAG лазер с диодно напompване;
- влакнесто-оптичен лазер;
- шайбов лазер;
- лазер на пари на CuBr.

за пластмаса, хартия, мрамор, кожа, гума и дърво

- CO₂-лазер;
- лазер на пари на CuBr;
- ексимерни лазери.

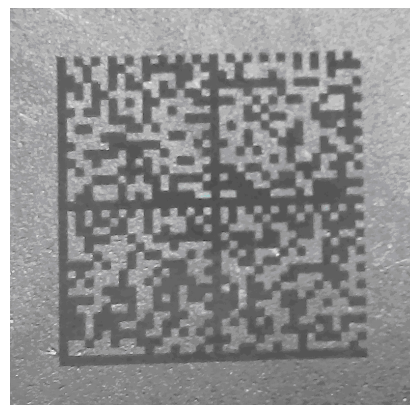
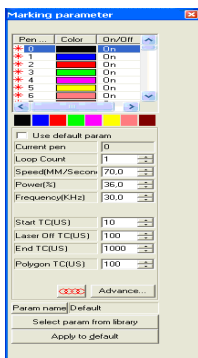
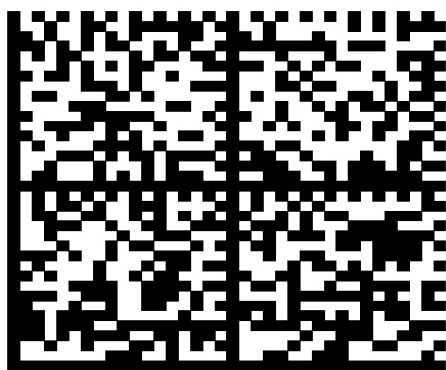
Използваните в технологичните системи за маркиране източници са със средна мощност. За всеки конкретен случай се използва лазер с дължина на вълната, за коятолъчението се абсорбира добре от материала и е с необходимото качество на лъча (напречната структура трябва да е близка до основен мод).

Експериментални изследвания

Проведени бяха серия от експерименти с образци от електротехническа стомана. Използвана бе лазернотехнологична система с влакнесто-оптичен лазер. Лазерната маркировка бе осъществена по метода на маркиране чрез топене чрез растерен способ. На фиг. 3 е представена получена маркировка на 2D bar-код върху образец от изследваната стомана. Параметрите на лазера и технологична система за нея са:

Мощност	$P = 36,0 \text{ W}$
Скорост	$v = 70 \text{ mm/s}$
Честота	$\nu = 30,0 \text{ kHz}$
Продължителност на импулсите	$\tau = 250 \text{ ns}$
Дефокусировка	$\Delta f = 0$
Брой повторения	$N = 1$

Получен бе контраст на лазерната маркировка $k^* = 55\%$, който е достатъчен за доброто ѝ визуално възприемане и за използване на специални четци при разчитането ѝ. Контурите на изображението са ясни и с добра отчетливост.



Фиг. 3. Маркировка на 2D bar-код върху образец от електротехническа стомана

3. Заключение

Проведеният анализ позволява да формулираме следните основни заключения:

1. Плътността на информацията в 2D bar-кодовете значително надвишава тази в 1D bar-кодовете. Тяхното значение за лазерното маркиране ще става все по-голямо;

2. Във всеки конкретен случай при маркиране на bar-код върху определен материал трябва да се подбере подходящият лазер.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Ангелов, Оптимизация на процеса маркиране с лазерно лъчение на образци от инструментална стомана, Дисертационен труд за получаване на степен „Доктор“, ТУ – Габрово, Габрово, стр. 13 – 14, (2011).
2. С. Динев, Лазерите в модерните технологии, изд. Алфа, София, стр. 99 – 101, (1993).
3. D. Schuöcker, Handbook of the Eurolaser Academy, CHAPMAN&HALL, London (1998).
4. www.info@gs1.org
5. www.madeinetem.com/bg/about_us/ce_marking
6. www.betapos.bg/barcode/barcode_29.html
7. www.markirovka.com/info/inform/2d_codes
8. www.markpro.ru/information/code/datamatrix.html
9. www.tecit.com/en/support/knowledge/symbologies/datamatrix/Default.aspx
10. www.optosystems.ru/dpss_01.php
11. www.dapramarking.com/data-matrix.htm
12. www. pannier.com/learning/articles/2D-barcodes.html

Докладът е посветен на International Year of Light and Light-based Technologies, 2015 (IYL 2015).

LASER MARKING OF 1D AND 2D BAR-CODE

N. Angelov¹, Z. Kumanova²

¹ *TU – Gabrovo, Faculty of Economics, Department of Physics,
Chemistry and Ecology*

² *TU – Gabrovo, Faculty of Mechanical and Precision Engineering*

Abstract

The necessity of marking of bar-codes on products in the market was discussed. Their importance for consumers and producers was deliberated. Analyzed are both advantages and disadvantages of different types of bar-

codes. Selected are types of lasers, suitable for marking of bar-codes on products from different materials – metals and alloys, plastics, paper, marble, leather, rubber, wood.

Keywords: laser marking, 1D bar-codes, 2D bar-codes, classification, lasers

ПРЕДИМСТВА НА СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧНИТЕ МЕТОДИ ЗА АНАЛИЗ НА МЛЯКО И МЛЕЧНИ ПРОДУКТИ

В. Кабаджов

*Пловдивски университет „Паисий Хилендарски“, ул. „Цар Асен“ 24, Пловдив
e-mail: netcomeng@abv.bg*

1. Въведение

Разнообразието на млечни продукти се дължи на различните видове коагулация (ензимна, сирищна и киселинна), което изисква наблюдение и контрол на динамиката на процеса по време на отделните фази. Млечната коагулация е основен метод за получаване на производни с голямо разнообразие от хранителни и вкусови качества, по време на която оптичната плътност на коагулума се променя. Кинетиката на образуването на гела и промяната на неговата плътност са сложни процеси, зависещи от голям брой фактори. Изследването им с помощта на един-единствен метод не може да доведе до тяхното пълно проследяване и описание.

От друга страна, непрекъснато се разширява асортиментът на млечните и съдържащи мляко продукти. В някои от тях част от млечните мазнини съзнателно се заменят с растителни или друг вид мазнини, части от млечния белтък се подменят с немлечни белтъчни съставки, въглехидрати и други подобрители на структурата и вкусовите качества. Това води до необходимостта от подобряване на методите на изследване и намиране на по-ефективни начини за контрол и анализ.

Съвременните инструментални методи за анализ на хранителни продукти, суровини и материали се характеризират с широк диапазон на приложение, селективност и бързина. Те способстват за получаване на възможно най-пълна информация за хода на технологичния процес и определяне на параметрите за неговия контрол. Методите за изследване на мляко се разделят на химични, биологични и физични. Биологичните методи се използват за определяне на биологичната и

хранителна стойност на продукта. Определянето на качествения и количествения състав на съдържащите се в продукта вещества най-често се извършва с помощта на химични методи. Физичните методи се използват предимно за определяне на плътност, показател на пречупване, вискозитет и други физични параметри. Голямо приложение за целите на идентификацията на структурните елементи намират оптичните методи, такива като спектрофотометрията, нефелометрията, люминесцентния анализ и др.

2. Стандартизирани методи за анализ на мляко и млечни продукти

Преобладаващата част от методите за изследване на параметрите на млякото, съгласно българските и европейски стандарти, са химични. За анализ на млечните продукти най-често се прилагат електрохимичните методи: потенциометрични и кондуктометрични. Все по-успешно навлизат в употреба оптичните методи: рефрактометрия, нефелометрия, спектрофотометрия, поляриметрия, люминесцентен анализ. Макар и по-рядко, за изследване на млека се използват и атомната и електронната микроскопия.

При прилагането на повечето от методите се използва инструмент, който се поставя вътре в емулсията, за да има пряк контакт с нея. Това причинява нараняване и последващо унищожаване на гела в мястото на контакта, което силно влияе на процеса синерезис. Когато целостта на коагулума се нарани, тънък слой от серума, създаден по време на коагулацията, се концентрира върху повърхността и около инструмента. Той разрушава връзката между коагулума и измерителния прибор, а стойностите на измерваните параметри се различават от тези на неповредения гел.

Така например наличието на растителни мазнини в млечни продукти може да бъде идентифицирано посредством течна хроматография (Bokobza L., 1998). За целта се налага стеарините да бъдат отделени от млечната мазнина чрез химична обработка с помощта на реактиви. Този процес отнема няколко часа, след което чрез хроматографски метод се определя съдържанието на растителните стеарини в млечната мазнина.

Наличието на бактерии в млякото може да се установи с помощта на люминесцентен анализ (Huang, H., 2008). При този метод е необходимо разтваряне на млечните компоненти – белтъци, мазнини и др., филтриране на получения разтвор през мембранен филтър с последващо разтваряне на отделените микроорганизми в определен разтворител. В резул-

тат на това се отделя вещество, чиято концентрация се определя по интензитета на излъчване на луминесценцията. Подготовката и извършването на изследването отнемат минимум два часа и около час за извършване на самото измерване.

В ролята си на арбитражен се смята методът на Келдал за определяне съдържанието на млечния белтък в млякото. Методът се основава на изгаряне на органичните компоненти на млечната проба в колба на Келдал. В присъствието на сярна киселина се отделя азот, който се определя чрез титриране, а по отделеното количество се изчислява съдържанието на белтъка. Методът е много точен и абсолютната грешка при определяне на съдържанието на млечния белтък е от порядъка на $\pm 0,06\%$ (Katsumoto, Y., 2001).

Колориметричният метод се основава на способността на млечните белтъци при ниво на киселинност, по-ниско от изоелектричната точка (ИТ), да се свързват с киселия оцветител, образувайки неразтворима утайка, след отстраняване на която се измерва оптичната плътност на получения разтвор на оцветителя спрямо изходния. Същата намалява правопрпорционално на съдържанието на млечния белтък в млякото. Методът работи при грешка, не по-голяма от $0,1\%$ (Mariana, C. M., 2010).

Ултразвуковият (УЗ) метод е безразрушителен инструментален метод за изследване на процеса на млечната коагулация и определяне на времето за нарязване на крайния продукт, който се основава на зависимостта на скоростта на разпространение или на степента на поглъщане на ултразвука в млякото от неговия състав. Скоростта на ултразвука в млякото зависи от съдържанието на мазнините, сухите обезмаслени вещества и температурата на продукта. Установено е, че при температура $T = 14^{\circ} \pm 0,2^{\circ}\text{C}$ скоростта на звука в млякото не зависи от съдържанието на мазнини и се определя само от съдържанието на сухите обезмаслени вещества (Osborne, B. G., 1988). По скоростта на разпространение на ултразвука при температура $T = 50^{\circ}\text{C}$ се определя съдържанието на млечната мазнина, при което поправката за съдържание на сухите обезмаслени вещества се въвежда автоматично. Прилагането на ултразвука за анализ на свойствата и строежа на веществата се ограничава от сравнително голямата му дължина на вълната, което води до не особено висока разделителна способност и нечувствителност на метода към редица компоненти. Ултразвуковата технология позволява непосредствено измерване на масленост, съдържание на протеини, лактоза и соли.

Ултразвуковите измерителни системи обикновено се състоят от два ултразвукови преобразувателя, такива като: Panametrics, P/N V302; с 1MHz централна честота, ултразвуков приемник (Panametrics, 5055PR), цифров осцилоскоп DSO (Tektronix 2430A) и персонален компютър. (Sundafum Gunasekaran 1995). Датчиците се поставят в средата на млечния резервоар (24 x 17 x 12 см), на 25 мм един от друг, за да се избегнат дифракционните ефекти.

В основата на кондуктометричния метод е зависимостта на електричната проводимост на електролитните разтвори от концентрацията на разтвореното вещество. С нарастването на концентрацията на разтворения електролит се увеличава и броят на йоните, преносители на заряда, т.е. нараства неговата специфична електропроводимост. Голямо разпространение в аналитичната практика е получил методът на кондуктометричното титриране, основаващ се на химична реакция, в резултат на която забележимо се променя електропроводимостта на разтвора. Точността на метода не е висока ($\leq 1\%$) и зависи от класа на точност на измерителните прибори.

Така например чрез кондуктометричния метод може да се открива маститно (получено от болни животни) мляко.

През последните десетилетия широко разпространение получили потенциометричните методи за анализ, и по-специално полярографията благодарение на електродите с висока селективност към определен тип йони в разтворите. Същността на този метод се състои в построяването и разчитането впоследствие на поляризационните волт-амперни криви (волтамперограми), получени в електролитна клетка с помощта на поляризиращ се индикаторен електрод и неполяризиращ се електрод за сравнение. Анализът позволява да се получи качествена и количествена информация за веществата, възстановяващи се или окисляващи се върху микроелектродите (деполяризаторите), а също така и за характера на електродния процес за регистрация на волтамперограмата се използват две- и триелектродни клетки (Виноградова, Е. Н., 1963).

Микроелектродът обикновено е живачен или графитен, а електродът за сравнение – каломелен. Днес методът се използва за определяне съдържанието на токсични вещества в хранителните продукти като алтернатива на атомно-абсорбционната спектрометрия, както и на наличието на свръхмалки количества белтък, аминокиселини, въглеhidрати, витамини, микроелементи и следи от тежки метали (напр. мед, кадмий, олово, цинк) в млякото и млечните продукти.

Поради своята сложност и прецизност стандартизираните методи се прилагат само в специализирани лаборатории. Измерванията в такива лаборатории отнемат продължително време и изискват значителни финансови разходи.

Вземайки предвид динамиката на процесите, протичащи в млякото и млечните продукти под въздействие на обкръжаващите ги атмосферни и други условия, е желателно да се определя съставът на продукта в полеви условия, без да се губи време за доставката му до лабораторията. Затова е необходимо да се разработват все по-нови методи за експресен анализ на суровото мляко.

3. Оптични методи за анализ на мляко и млечни продукти

Многообразието от явления, възникващи при взаимодействието на оптичното излъчване с веществото, дава тласък при разработката на редица методи за анализ на състава и свойствата на дисперсните среди. Към тях се отнасят микроскопия, турбидиметрия, нефелометрия, рефрактометрия и поляриметрия и др.

Изключително важно предимство на оптичните методи и приборите, използвани за контрол на процеса на млечната коагулация, е липсата на подвижни части в измервателното устройство и възможността за пълна автоматизация на процеса на измерване. Развитието и усъвършенстването на оптично-влакнестата технология през последните няколко години позволи използването на тези прибори за измерване на оптичните свойства на коагулиращото мляко непосредствено по време на протичане на технологичния процес.

3.1. Микроскопски методи за анализ

Микроскопията се използва за изучаване на клетъчната структура на растителните и животински тъкани, на анатомо-морфологичните признаци, представляващи важен критерий при идентификацията на множество хранителни продукти като млечни продукти, месо и месни продукти, риба и др.

В зависимост от начина на увеличение на изображението съществуват два основни вида микроскопия: светлинна и електронна. Основната разлика между електронния и светлинния микроскоп се състои в това, че в електронния вместо светлина се използва бърз поток от електрони, а стъклениите лещи са заменени от електромагнитни полета. Светлинният микроскоп и човешкото око представляват сложна оптична система, която притежава определена разделителна способност, т.е. способност да различават изображението на два близко раз-

положени обекта. За нормалното човешко око минималната разделителна способност е $0,1 - 0,2 \text{ mm}$. Оптичният микроскоп може да различава структури с разстояние между елементите 20 nm . Трябва да се прави разлика между увеличение на микроскопа и разделителна способност. Разделителната способност на електронния микроскоп е няколко хиляди пъти по-голяма от тази на светлинния микроскоп и съставлява $0,01 - 0,1 \text{ nm}$.

3.1.1. Поляризационна микроскопия

Поляризационната микроскопия представлява метод за микроскопско изследване на препарати, включващи оптично анизотропни елементи или изцяло състоящи се от такива, като например някои минерали, животински и растителни тъкани и т.н. Оптичните свойства на анизотропните микрообекти са различни в различните направления и се проявяват по различен начин в зависимост от ориентацията на тези микрообекти спрямо посоката на наблюдение и плоскостта на поляризация на падащата върху тях светлина. Наблюденията могат да се извършват както в преминала, така и в отразена светлина. Когато излъчената от светлинния източник светлина премине през оптически анизотропна среда или се отрази от намиращите се в нея оптически анизотропни елементи, поляризацията се променя. Измененията в поляризацията се изучават с помощта на анализатор и различни оптични компенсатори.

Обработката на микроскопските изображения доказва, че поляризационната микроскопия се явява един от най-чувствителните методи, подходящи за изследване на кристализацията на мазнини в поранен стадий (Wright at all).

3.1.2. Флуоресцентна микроскопия

Флуоресцентната микроскопия представлява разновидност на светлинната микроскопия, при която увеличаването на контраста се постига чрез използването на оцветители (флуорохроми, флуорофори). Флуоресциращите (оцветени) зони изглеждат като ярки зони на тъмен фон. Анализът се извършва както в преминала, така и в отразена светлина. Оцветителите са в състояние да изразходват част от енергията на погълнатата светлина във вид на флуоресценция, т.е. за излъчване на светлина с определена дължина на вълната при преминаване от възбудено в стабилно състояние. В този случай излъчената светлина се отличава от погълнатата светлина по дължина на вълната и по интензитет. В съответствие с правилото на Стокс дължината на

вълната на излъчената светлина е по-голяма от дължината на вълната на погълнатата, тъй като част от енергията се разсейва във вид на топлина, а светлинно излъчване с по-голяма дължина на вълната изисква по-малка енергия. Всеки флуорохром се характеризира с определен спектър на поглъщане и на излъчване, който се определя чрез измерване на относителния интензитет на флуоресценция при определена дължина на вълната.

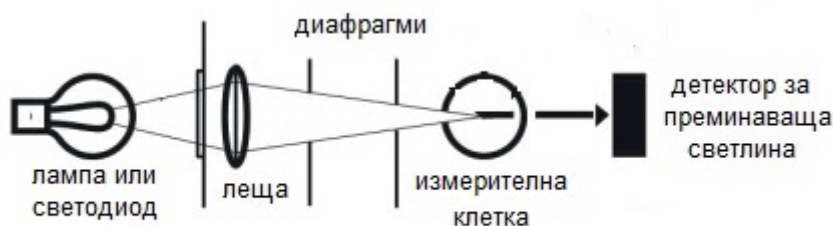
Флуоресцентната микроскопия намира много широко приложение в млечната промишленост при: определяне броя на соматичните клетки в млякото; определяне наличието и броя на микроорганизмите; определяне общия брой и жизнеността на заквасните култури; оценка на ефективността на ферментацията и оценка ефективността на заквасните култури; експресно определяне наличието на дрожди и плесени в млечните продукти (Romdhane KAROUI 2005).

Флуоресцентната микроскопия притежава известни предимства пред светлинната като: бързина при определяне числеността на микроорганизмите; висока чувствителност и селективност, както и отсъства необходимостта от специална подготовка на пробите.

3.2. Турбидиметрия

Турбидиметрията е оптичен метод за изследване на дисперсни системи в разтвори, свързани с разсейването на светлината от частиците на дисперсната фаза, което зависи от дължината на вълната на излъчването, размера и формата на разсейващите частици и от тяхното разположение в пространството. Името си методът носи от гръцки език „turbidus“ – мътен и „metreo“ – измервам.

Турбидиметрите са оптични инструменти, предназначени за изследване степента на мътност на непрозрачни разтвори, които могат да определят поглъщането в слоя на изследваното вещество, при условие че източникът на светлинното излъчване и детекторът са разположени на една ос (фиг. 1).



Фиг. 1. Оптична схема на турбидиметър

Интензитетът на падащия светлинен поток намалява в резултат на разсейването на светлината от съдържащите се частици в дисперсната система. Ако приемем, че разсеяната светлина формално се поглъща от средата, се получава просто съотношение, аналогично на закона на Бугер-Ламбер-Бер за поглъщане на светлината в молекулни разтвори. Отслабването на интензитета dI е пропорционално на интензитета на падащата светлина I , преминаваща през слой на изследваната система с дебелина dx :

$$dI = -\tau \cdot I \cdot dx, \quad (1)$$

където, τ е коефициент, характеризиращ способността на системата да разсейва светлината, и се нарича *мътност*.

Мътността (2) се изразява като отношение на интензитета на разсеяната и падащата светлина за единица дължина на изследваната проба (De Cruif C. G. 1993).

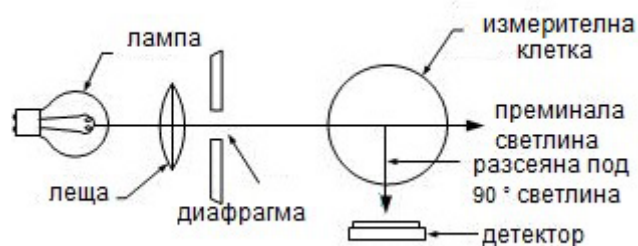
$$\tau = \frac{V 2 \pi^2 C_w \mu}{l \lambda^4 r^2 N_A} n^2 \left(\frac{dn}{dC_w} \right)^2 \int_0^\pi (1 + \cos^2 \theta) S(q(\lambda)) P(q(\lambda)) \sin \theta \cdot d\theta, \quad (2)$$

където V е обемът на разсейващата частица, а $q(\lambda) = \frac{4\pi n}{\lambda} \sin \left(\frac{\theta}{2} \right)$ – модулът на вълновия вектор на разсеяната светлина; C_w – масовата концентрация на колоидните частици; μ – моларната маса на колоидните частици; N_A – числото на Авогадро, функцията $S(q(\lambda))$ представлява фактор, характеризиращ разпределението на частиците в разтвора, а $P(q(\lambda))$ – фактор, характеризиращ формата на частиците.

3.3. Нефелометрия

Нефелометрията представлява метод за количествен анализ, основаващ се на измерване интензитета на светлина, разсеяна от частиците на мътна среда. Наименованието на метода произлиза от гръцката дума „*perhe-los*“ – мъгла.

В нефелометрите за определяне на мътност се използва принципът на светоразсейването, регистрирано под различни ъгли спрямо източника – 45° , 90° , 135° (фиг. 2).



Фиг. 2. Оптична схема на нефелометър

Определяйки интензитета на светоразсейването, може да се определят размерът на частиците, концентрацията на дисперсната фаза, както и да се изучава процесът на коагулация и др.

По-високите чувствителност и точност на нефелометричния метод в сравнение с турбидиметричния дават възможност да се определят не само концентрацията и размерът на частиците в зола, но и тяхната форма, механизмът на взаимодействие и много други свойства на дисперсните системи.

Разработените нефелометрични и турбидиметрични методи са много подходящи и за определяне съдържанието на млечна мазнина.

4. Рефрактометрия

Рефрактометрията е оптичен метод, който намира широко приложение при анализа на хранителни продукти. Той се използва за измерване показателя на пречупване и средната дисперсия на неагресивни течности и твърди тела и служи за извършване на експресен анализ на съдържанието на лактоза в мляко и млечни продукти, а също така за определяне съдържанието на захароза в хранителни продукти и масата на сухия млечен остатък (Wei-Kuo Chang, 2008). Освен това методът успешно се прилага за извършване на експресен анализ на концентрацията на определени съставни вещества на продукта, за измерване показателя на пречупване на разсейващи течни среди, на немастните компоненти в млякото и други течни млечни продукти. На рефрактометричен анализ може да бъде подложено пряко краве мляко (сборно или от отделни животни), пастьоризирано, обезмаслено. Измерителният диапазон на показателя на пречупване е от 1,325 до 1,360.

Всички измервания се извършват в бяла светлина. Показателят на пречупване на прозрачни среди се измерва в преминала светлина, а на полупрозрачни – в отразена светлина.

5. Поляриметрия

Поляриметрията е един от често използваните оптични методи за анализ на хранителни продукти и представлява измерване на ъгъла на завъртане на равнината на поляризация на светлината при преминаването ѝ през оптично активни вещества. Асиметричният въглероден атом в захарите ги прави оптично активни. Големината на това завъртане в разтворите зависи от тяхната концентрация и затова поляриметрията широко се прилага за измерване съдържанието на млечна захар (лактоза) в мляко и млечни продукти.

6. Спектрални методи

През последните години се наблюдава нарастване на интереса към спектралните методи за анализ на млечни продукти. Тези методи се базират на избиращото спектрално поглъщане на светлинната енергия при преминаването ѝ през изследвания разтвор. Чрез тях може да се определя концентрацията на отделните компоненти на сместа, състояща се от оцветени вещества, имащи максимум на поглъщане за различни дължини на вълната. Те се явяват алтернатива на класическите химични и микробиологични методи за анализ на мляко и млечни продукти.

По вида на източника и типа на аналитичния сигнал спектралните методи се разделят на: молекулно-абсорбционни (МА), молекулно-луминесцентни (МЛ) или флуориметрия, атомно-емисионни (АЕ), ядрено-магнитен резонанс (ЯМР) и електронно-парамагнитен резонанс (ЕПР).

6.1. Абсорбционна спектрометрия

Спектрометричният анализ на млечни продукти е един от най-ефективните методи за контрол на технологичния процес по време на производството. В молекулно-абсорбционната спектроскопия се използва излъчване в ултравиолетовия (УВ) (от 200 до 400 nm), видимия (от 400 до 750 nm) и инфрачервения (ИЧ) диапазон (от 0,8 до 12,0 μm) на спектъра. При преминаване на светлината през поглъщащата среда интензитетът на преминалия поток се подчинява на закона на Бугер-Ламбер-Бееер.

Все по-голямо приложение намират оптичните прибори, работещи в УВ диапазон, във видимия и близкия ИЧ диапазон (800 – 2500 nm), където поглъщат типичните групи химически вещества (C-H, N-H и O-H), присъстващи в хранителните продукти (Williams, P. C., 1987; Rodriguez-Otero J. L., 1997).

Като примери за приложение на спектралните методи може да споменем определянето на съдържанието на мастни киселини в млечната мазнина, определяне съдържанието на лимонена киселина в млякото и млечните суровини, определяне степента на окисленост на млякото за установяване степента на повреждане на мазнината, определяне съдържанието на наситени и ненаситени карбонилни съединения в млечната мазнина, определяне съдържанието на фосфор и микроелементи в млякото и др. Честотата (респективно дължината на вълната) на излъчване/поглъщане се определя от химичния състав на веществото, а интензитетът на сигнала е пропорционален на количеството на съдържащите се органични съединения (белтъци, протеини, хранителни мазнини и др.).

Преди извършване на спектралния анализ всяка проба се затопля във водна баня до температура 40°C. За да се намали влиянието на случайни грешки, се прилагат методите на Савицки-Голай за изглаждане на получените резултати, метод на частичните най-малки квадрати (PLS) регресия, както и построяването на първа и втора производна на спектъра на поглъщане на изследваните млечни проби (Asmund Rinnan, 2009).

Инфрачервената (ИЧ) спектроскопия е физичен метод за количествен и качествен анализ на хранителни продукти. Използването ѝ е едно от перспективните направления при контрола на показателите на състава на мляко и млечни продукти (мазнина, белтък, влага, лактоза и др.). Методът се основава на свойството на съдържащите се в млякото компоненти избирателно да поглъщат ИЧ излъчване на определени дължини на вълните. Прилагането на метода не изисква никаква предварителна подготовка на изследваните проби. Инфрачервеното излъчване се използва за изследване на мастнокиселинния състав на млечни продукти. Широко се използва за определяне съдържанието на пестициди в различни хранителни продукти, както и при анализ на хранителни оцветители и др. Близкото инфрачервено излъчване (NIR) взаимодейства с изследваната проба, в резултат на което може да се абсорбира, преминава или отразява (разсейва). На практика най-често срещаните видове са пропускане, абсорбция, дифузно пропускане и дифузно отражение (Huang, H., 2008).

Различните молекули, съдържащи една и съща атомна група, предизвикват появата в ИЧ спектър на ивици на поглъщане в област с една и съща честота. Тези честоти дават възможност по спектъра да се установят конкретни групи от атоми в молекулата и по този начин да се определят качественият състав на веществото и строежът на моле-

кулата. Например полосите в диапазона $3000 - 3600 \text{ cm}^{-1}$ съдържат само О – Н или N – Н връзки, полоси в диапазона $2800 - 3000 \text{ cm}^{-1}$ съдържат С – Н връзки, появата на полоси в диапазона $3300 - 3500 \text{ cm}^{-1}$ е характерно за NH_2 групите, $\text{C} = \text{C}$ двойните връзки се характеризират с честота 1650 cm^{-1} , а тройните $\text{C} \equiv \text{C}$ връзки с честота 2100 cm^{-1} (Mariana, С. М., 2010).

Установено е, че за основните компоненти на млякото характерните дължини на вълните са: за мазнини – (2340, 2310, 2270, 1780, 1730, 1720 nm), за казеин – (2790, 2340, 2310, 2100, 1980, 1820, 1780, 1730, 1720, 1680, 1450 nm), за лактоза – (2340, 2100, 1820, 1450 nm) (Mariana, С. М., 2010). Свойството на млякото да поглъща светлина в инфрачервения диапазон на спектъра се определя от присъствието на тези химични връзки, които са отговорни за наличието на вибрационни спектри в близката инфрачервена област (NIR) на спектъра.

С помощта на инфрачервената (ИЧ) спектроскопия не е възможно да се анализират проби с високо съдържание на вода, тъй като водата в този диапазон поглъща много силно. От друга страна, абсорбцията на водата е значително по-слаба в близката инфрачервена област (NIR), в диапазона ($700 \div 2500 \text{ nm}$), което позволява да се изследват силно абсорбиращи материали и проби с високо съдържание на вода.

Съществено предимство на близката инфрачервена спектроскопия (NIRS) е, че могат едновременно да се определят различни съставни части на една проба (вода, мазнини, захари, протеини). Този метод не оказва вредно влияние нито върху продуктите за анализ, нито върху всички участници в процеса, което го прави много подходящ за контрол и следене на качеството. Различието на този метод от останалите спектрални методи е, че при него пробите се анализират без предварителна химична обработка, разтваряне и разделяне на компонентите и т.н. Той е безразрушителен и пробите за анализ могат да се изследват впоследствие чрез други методи.

6.2. Диференциална фотометрия

Методът на диференциалната фотометрия се прилага с цел повишаване възпроизводимостта на резултатите от анализа при определяне съдържанието на вещества в големи количества (Пругло, Г. Ф., 2010). Той се използва, когато се нарушава основният закон на светопоглъщането или когато стойностите на оптичните плътности излизат извън измерителния диапазон на прибора, а по-нататъшното разреждане на разтвора би довело до нарастване на грешката на измерване.

Същността на метода се състои в това, че оптичните плътности на изследвания и еталонния разтвор се измерват не спрямо чист разтворител с нулево поглъщане, а спрямо разтвор, съдържащ определено вещество с концентрация C_0 , близка до концентрацията на изследвания разтвор. Получената стойност на оптичната плътност се нарича относителна оптична плътност ($A_{отн.}$):

$$A_{отн.} = A_x - A_0 = \varepsilon l \cdot (C_x - C_0) \quad (3)$$

където $A_{отн.}$ е относителна оптична плътност, а A_x – оптична плътност на изследвания разтвор, A_0 – оптична плътност на еталонния разтвор, C_x – концентрация на анализирувания разтвор (mol/l), C_0 – концентрация на еталонния разтвор (mol/l), ε – моларен коефициент на поглъщане ($A \cdot mol^{-1} \cdot cm^{-1}$).

С помощта на диференциалната фотометрия се изследват концентрирани разтвори с оптична плътност, по-голяма от 1.

6.3. Молекулно-луминесцентна спектрометрия

Аналитичният метод, основаващ се на измерване на интензитета на флуоресценцията, се нарича флуориметрия. Флуоресценцията се характеризира с поглъщане на светлина от веществото на определена дължина на вълната и излъчване на по-дълговълново лъчение. Основно предимство на флуориметрията в сравнение с другите абсорбционни методи е високата селективност, тъй като флуоресценция проявяват значително по-малко на брой вещества. С помощта на флуориметрията могат да се определят съдържанието на мазнини в мляко, броят (количеството) на микроорганизми в суровината, да се осъществява контрол на замърсяването на съдовете и оборудването при приключване на поредния етап от технологичния процес, да се контролира млякото за мастит по наличието на соматични клетки и др. (Н. Dosogne, 2003).

Флуоресцентният метод за измерване масата на мазнината в мляко и млечни продукти се основава на способността на маслените клъбца при обработка със специален реагент да излъчват светлина под действието на възбуждащ светлинен поток. Зависимостта между интензитета на флуоресцентния поток, интензитета на възбуждащия източник и масата на масните клъбца е:

$$I_F = 2,3 \cdot I_0 \cdot F \cdot K_a \cdot C_f \cdot l, \quad (4)$$

където, I_F и I_0 са интензитетите на получения в резултат на възбуждането флуоресцентен поток и на възбуждащия светлинен източник, C_f – масата на мастните кълбца в млякото, l – дължината на кюветата, K_a – коефициент на поглъщане на средата, F – отношението на интензитета на флуоресцентното излъчване и поглъщането на разтвора. За възбуждане на флуоресценция в изследваната проба във видимия диапазон се използват източници, излъчващи в диапазона 320 ÷ 440 nm, а измерването на интензитета на флуоресцентния поток се наблюдава в спектралния диапазон 520 ÷ 580 nm. Този подход се прилага не само за определяне на масата на мастните кълбца, но може да послужи за установяване степента на хомогенизация на млякото, което се явява основен показател за дисперзитета на млечната мазнина в млякото.

Изследванията с помощта на флуориметрията доказват ефективността на този метод при измерване на съдържанието на млечната мазнина не само в мляко, но и в сметаната и киселомлечните продукти. Методът намира също така широко приложение при определяне наличието на микроорганизми, както и на броя на соматичните клетки в млякото.

7. Изводи

Вследствие на особеностите на измерителната апаратура спектрометричните методи за анализ имат редица предимства пред традиционните стандартизирани методи за анализ. Те могат да работят в тясна област на оптимално светопоглъщане, което значително увеличава чувствителността и точността на измерването. Приложими са както за анализ на едно вещество, така и за анализ на система, съдържаща няколко поглъщащи и химически невзаимодействащи помежду си компоненти. С помощта на методите на абсорбционната, ИЧ и люминесцентната спектроскопия може да се анализират не само оцветени разтвори, поглъщащи излъчване само във видимата област на светлината, но и „безцветни“ за човешкото око разтвори, които поглъщат излъчване в УВ или NIR диапазон на спектъра. С помощта на диференциалния спектрометричен метод могат да се определят големи количества отделни компоненти, съдържащи се в смеси, благодарение на възможността да се измерва оптичната плътност с голяма точност. Спектрометричните методи позволяват да се определят кон-

стантите на дисоциация на различни вещества, съставът на комплексни съединения и др.

Голямо предимство на спектрометричните методи е това, че те са безразрушителни методи, които не изискват предварителна и по-специална подготовка на изследваните проби, като след приключване на изследването могат да бъдат подложени на друго изследване или да се наблюдават процесите в реално време.

Заклучение

В настоящото изследване е извършена сравнителна оценка на методите за изследване на състава и структурата на мляко и млечни продукти, като по-специално внимание е отделено на спектралните методи. Безспорно инфрачервената спектроскопия играе и ще продължава да играе централна роля в много области и производствени сектори на хранителната промишленост, поставяйки нови, по-високи стандарти за качество. В производството на животинска продукция ИР анализ се смята за един от най-подходящите инструменти за извършване на регулярни проверки по време на цялото производство по веригата (от доенето на млякото до производството на различни видове млечни субпродукти). Комбиниран с подходящи хеометрични инструменти, той предлага бърз и точен метод за анализ на храните и има потенциал да се използва при по-широка гама от продукти. Инфрачервената спектроскопия има потенциал в ролята си за повишаване на доверието на потребителите чрез потвърждаване на автентичността на суровините и състава на крайните продукти.

Разработването на евтино и просто при работа оптично устройство, работещо във видимия диапазон, с което бързо и лесно, без специално обучение на оператора, да се извършва директен контрол на производствения процес при преработката на мляко и млечни продукти, е едно предизвикателство пред научната общност за в бъдеще.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.J. Wright, S. S. Narine, and A.G. Marangoni, Comparison of Experimental Techniques Used in Lipid Crystallization Studies, Department of Food Science, University of Guelph, Guelph, Ontario, N1G 2W1, Canada.
2. Asmund Rinnan, Frans van den Berg, Søren Balling Engelsen, Review of the most common pre-processing techniques for near-infrared spectra *Trends in Analytical Chemistry*, Vol. 28, No. 10, **2009**.

3. Виноградова, Е. Н., Галлай, З. А., Финогонова, З. М. Методы полярографического и амперометрического анализа. – М.: Изд-во МГУ, **1963**. – 298 с.
4. Bokobza L., Near infrared spectroscopy, *J. Near Infrared Spectroscopy*, 6(1-4), 3 – 17, **1998**.
5. De Cruif C. G. The Turbidity of Renneted Skim Milk. // *Journal of Colloid and Interface Science*, **1993**, v. 156, p. 38 – 42.
6. H. Dosogne, F. Vangroenweghe, J. Mehrzad, A. M. Massart-Leen, and C. Burvenich, Differential Leukocyte Count Method for Bovine Low Somatic Cell Count Milk, *J. Dairy Sci.* 86: 828 – 834 American Dairy Science Association, **2003**. Ghent University, Faculty of Veterinary Medicine Department of Physiology, Biochemistry and Biometrics Salisburylaan 133, 9820 Merelbeke, Belgium.
7. Huang, H., Yu, H., Xu, H., Ying, Y., **2008**. Near infrared spectroscopy for on/in line monitoring of quality in foods and beverages: A review. *J Food Eng.* 87: 303 – 313.
8. Katsumoto, Y., Jang, J. H., Berry, R. J. and Ozaki, Y., **2001**. Modern pretreatment methods in NIR spectroscopy. *Near Infrared Analysis* 2: 29 – 36.
9. Mariana C. M., P. Brandgo, Alexandre P. Carmo, Maria Josй V. Bell, Virgilio C. Characterization of Milk by Infrared spectroscopy. *Rev. Inst. Latic. „Sendido Tostes“*, Mar/Abr, n° 373, 65: 30 – 33, **2010**.
10. Osborne, B. G. and Fearn, T., *Near-Infrared Spectroscopy in Food Analysis*, Wiley, New York, **1988**.
11. Пругло, Г. Ф., Комиссаренков, А. А., Федоров, В. А. Оптические методы анализа, Санкт-Петербургский Государственный Технологический университет растительных полимеров, Учебно-методическое пособие, **2010**.
12. Rodriguez-Otero J. L., Hermida, M., Centeno, J. (**1997**) Analysis of dairy product by near infrared spectroscopy. *J. Agric. Food Chem.* 45, 2815 – 819.
13. Romdhane KAROUI, Bruno MARTIN, Ёric DUFOUR, **2005**, Potentiality of front-face fluorescence spectroscopy to determine the geographic origin of milks from the Haute-Loire department (France), *Lait* 85 (2005) 223 – 236 © INRA, EDP Sciences, 2005 DOI: 10.1051/lait:2005008.
14. Sundafum Gunasekaran S. (**1996**) Milk Coagulation Cut-Time Determination using Ultrasonics, *Journal of Food Process Engineering* 19 63 – 73, Copyright 1996 by Food & Nutrition Press, Inc., Trumbull, Connecticut.
15. Wei-Kuo Chang MD, You-Chen Chao, Ming-Kung Yeh, Application of refractometry to quality assurance monitoring of parenteral nutrition solutions. *Asia Pac J Clin Nutr*, **2008**;17 (1): 116 – 122.
16. Williams, P. C., and K. H. Norris, (**1987**) *Near-Infrared Technology in the Agricultural and Food Industry*. Am. Assoc. Cereal Chem., St. Paul, MN.

ADVANTAGES OF THE SPECTROPHOTOMETRIC METHODS FOR ANALYSIS OF MILK AND MILK PRODUCTS

V. Kabadzhov

Faculty of Physics, Plovdiv University „P. Hilendarski“

Abstract

Study and control of the composition and structure of milk are essential for assessing its quality, durability and nutrient value. This work is an attempt for critical overview of the main instrumental methods for analysis of milk and milk products, as well for control of milk coagulation. Special attention is paid to some optical methods, because of the rising interest toward their research use and industrial implementation.

Keywords: milk, milk coagulation, optical spectroscopy, fluorescence

Физика на кондензираната материя и нанотехнологии



ВЛИЯНИЕ НА МЕТОДА НА ПОЛУЧАВАНЕ ВЪРХУ СТРУКТУРНИТЕ И МАГНИТНИ СВОЙСТВА НА НАНОРАЗМЕРЕН AL-ЗАМЕСТЕН БАРИЕВ ХЕКСАФЕРИТ

П. Пенева, Т. Куцарова, С. Колев, Ч. Гелев

Институт по електроника, БАН, бул. „Цариградско шосе“ № 72, София

1. Въведение

Бариевият хексаферит ($\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$) е един от най-важните магнитотвърди материали и се използва за постоянни магнити, среда за магнитен запис и при създаването на микровълнови компоненти и устройства като циркулатори, микровълнови абсорбери и др. [1, 2]. Широкото му използване е свързано с неговите свойства – висока магнито-кристална анизотропия, висока температура на Кюри, сравнително голяма намагнитеност на насищане, много добра химична стабилност и корозионна устойчивост [2]. Един от начините за промяна на свойствата на $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ е частичното заместване на Fe^{3+} катиони с други катиони като Al^{3+} , Ti^{4+} , Sc^{2+} , Co^{2+} и др. Известно е, че заместването на железните катиони в $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ с немагнитните Al^{3+} йони води до изменение в магнитната структура (магнито-кристалната анизотропия) и следователно до промяна на магнитните характеристики на хексаферита [3]. Модерните технологии изискват миниатюризация и ефективно действие на магнитните материали при използването им в различни устройства, което налага необходимостта от изследване на техните свойства в наноразмерно монодоменно състояние. Известно е, че хексаферитите се получават при високи температури, което води до неконтролирано нарастване на частиците и понижаване на тяхната хомогенност по отношение на размер и форма. От друга страна, понижаването на температурата на синтез води до непълното реагиране на компонентите на прекурсора и присъствие на втори фази в крайния продукт. Ето защо е много важно да се разработи методика за синтез на монодоменни наноразмерни частици от хексаферити.

В тази статия са представени изследвания, свързани с влиянието на метода на получаване на магнитни монокломенни наночастици от $\text{BaAlFe}_{11}\text{O}_{19}$ върху техните структурни и магнитни свойства. Използваните са: метод на съутаяването – съутаяване на метални катиони във водна среда и окислението на получените хидроксиди до оксиди, и модифициран метод на съутаяване в микроемулсионна среда чрез използването на микроемулсионна система – единична микроемулсия [4]. При използване на метода на съутаяване в микроемулсионна среда водната фаза е фино диспергирана в органична среда под формата на наноразмерни водни сфери чрез помощта на повърхностно активно вещество (ПАВ). Размерът на водните сфери е в порядъка 5 – 100 nm и зависи от съотношението (водна фаза)/ПАВ. Едно от предимствата на тази технология е получаването на прахове с висока степен на хомогенност на частиците със степен на полидисперсност под 10%. Това се дължи на факта, че всяка една водна сфера действа като нанореактор при формирането на наночастиците и нарастването ѝ е ограничено от размера на водна сфера.

2. Експеримент

И при двата метода за получаване на прекурсора са използвани еднакви условия на синтез като рН, температура, време на съутаяване и концентрация на металните катиони в разтвора (водната фаза).

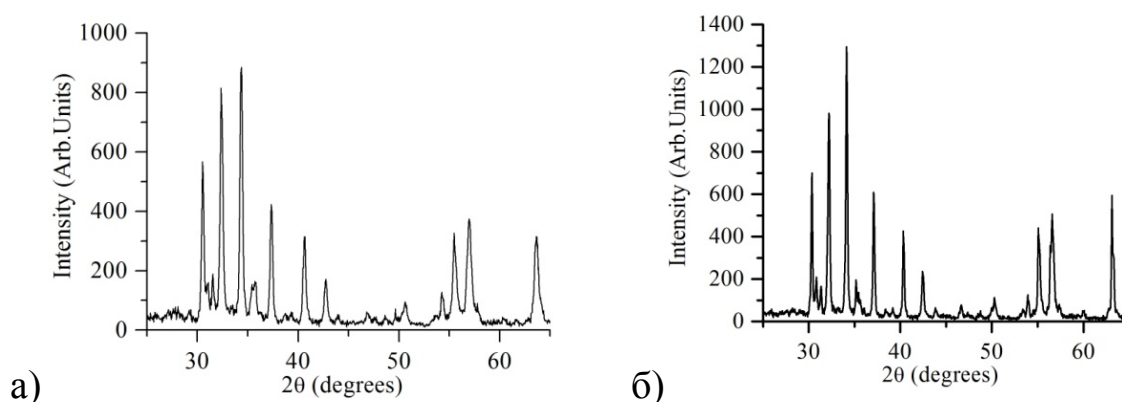
При метода на съутаяване за получаване на прекурсора са използвани BaCl_2 , $\text{FeCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ и $\text{Al}(\text{NO}_3)_3$, които се разтварят в 250 ml дестилирана вода и процесът на съутаяване се извършва чрез прибавяне на разтвор на NaOH до достигане на $\text{pH} = 11$. Полученият прекурсор е подложен на високотемпературен синтез за получаване на $\text{BaAlFe}_{11}\text{O}_{19}$ при температура 900°C в продължение на 5 часа.

Микроемулсионната система се състои от водна фаза (40 wt.%), съдържаща Fe^{3+} , Al^{3+} и Ba^{2+} катиони, която е диспергирана в органична среда от n-хексанол (20 wt.%) посредством ПАВ (24 wt.%) СТАВ (цетил-триметил амониев бромид) и 1-бутанол (16 wt.%). СТАВ има свойството да пропуска OH^- йоните, които преминават свободно през стените на водните капки в двете посоки. Процесът на съутаяване се осъществява чрез прибавяне на разтвор на NaOH с висока концентрация. Количеството разтвор на NaOH е такова, че не позволява разрушаването на стабилността на микроемулсионната система, а концентрацията на NaOH е достатъчна за пълното съутаяване на металните катиони – $\text{pH} = 11$. Следва отделяне на получената утайка от микрое-

мулсионната система и синтез при температура 900°C в продължение на 5 часа, при което се получава $\text{BaAlFe}_{11}\text{O}_{19}$.

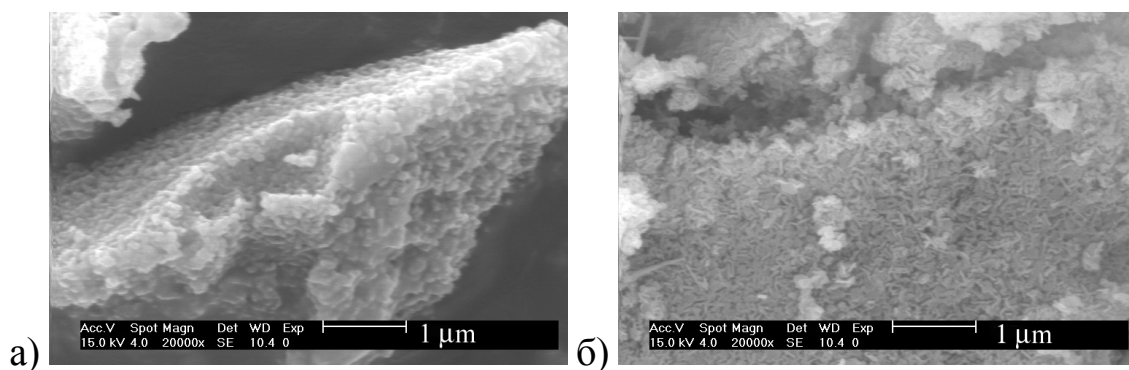
3. Опитни резултати и анализ

На фиг. 1 са показани рентгенограми на получения $\text{BaAlFe}_{11}\text{O}_{19}$ чрез съутаяване и съутаяване в микроемулсионна среда (единична микроемулсия). Рентгенофазовият анализ показва, че получените проби са монофазни и пиковите отговарят на Al-заместен бариев хексаферит със състав $\text{BaAlFe}_{11}\text{O}_{19}$.

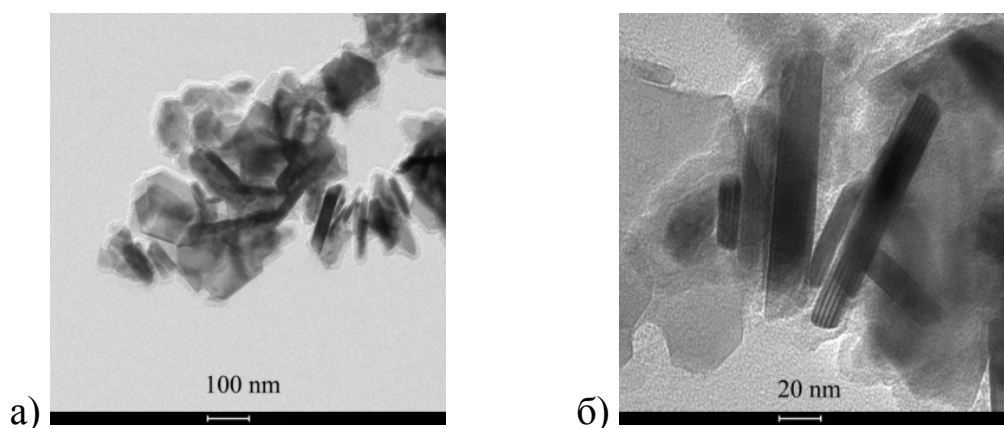


Фиг. 1. Рентгенограми на $\text{BaAlFe}_{11}\text{O}_{19}$, получен чрез:
а) съутаяване и б) съутаяване в микроемулсионна среда

Микроструктурните изследвания със сканираща електронна микроскопия (СЕМ) показаха, че праховете, получени по двата метода, се състоят от монодисперсни частици (фиг. 2). Частиците, получени по метода на съутаяването, имат среден размер 110 nm и нямат добре изградена хексагонална форма, характерна за хексаферитите (фиг. 2а). Средният размер на частиците, получени чрез единична микроемулсия, е 135 nm (фиг. 2б). Частиците са с добре изградена хексагонална форма, както се вижда и от направените с трансмисионен електронен микроскоп (ТЕМ) изследвания (фиг. 3). Получените по тази технология частици са много тънки, като дебелината им е под 20 nm . Тъй като частиците са с размери под 460 nm , то те са монодомени. И при двата метода на получаване се наблюдава силна агломерация на частиците, която се дължи както на техния малък размер, така и на магнитните сили на привличане.



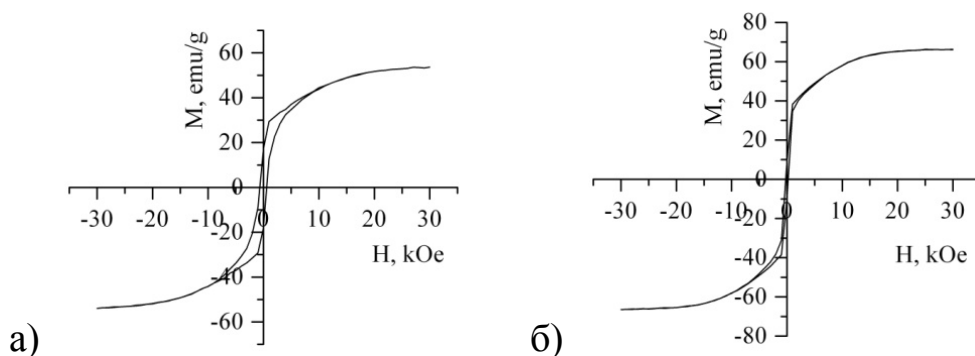
Фиг. 2. СЕМ снимки на частици $BaAlFe_{11}O_{19}$, получени чрез съутаяване (а) и съутаяване в микроемулсионна среда (б)



Фиг. 3. ТЕМ снимки на $BaAlFe_{11}O_{19}$ частици, получени чрез съутаяване в микроемулсионна среда

На фиг. 4 са представени хистерезисните криви на промяната на намагнитеността, M , с промяна на магнитното поле, H , при стайна температура. Магнитните изследвания при стайна температура показаха много тясна хистерезисна крива и при двата метода на получаване. Синтезираният от нас $BaAlFe_{11}O_{19}$ има много висока стойност на намагнитеността на насищане – $M_s = 53,69$ emu/g за пробата, получена по метода на съутаяването, и $M_s = 66,12$ emu/g за пробата, получена чрез съутаяване в микроемулсионна среда. Пробата, получена по метода на съутаяването, притежава коерцитивна сила $H_c = 573$ Oe, а тази за пробата, получена чрез съутаяване в микроемулсионна среда, $H_c = 163$ Oe. Измерените стойности на коерцитивната сила и за двете проби са много малки в сравнение с обичайно наблюдаваните за този тип материали, което показва, че частиците проявяват близко до суперпарамагнитно поведение. Въпреки че средният размер на частиците, получени чрез утаяване в микроемулсионна среда, е по-голям от този при класическото съутаяване, в този случай ниската стойност на

силата на коерцитивност се дължи на голямото съотношение размер/дебелина на монодоменната частица.



Фиг. 4. Хистерезисни криви при 300 K на $\text{BaAlFe}_{11}\text{O}_{19}$, получен чрез съутаяване (а) и съутаяване в микроемулсионна среда (б)

4. Заключение

Представени са два метода за получаване на монодоменни наноразмерни частици от $\text{BaAlFe}_{11}\text{O}_{19}$ с висока степен на монодисперсност на частиците по размер. Проведените изследвания показаха, че чрез метода на съутаяване в микроемулсионна среда могат да бъдат получени монодоменни частици от $\text{BaAlFe}_{11}\text{O}_{19}$ с напълно изградена хексагонална форма и с много малка дебелина. Малкият им размер и голямата стойност на съотношението размер/дебелина на частицата води до много малки стойности на коерцитивна сила, което показва, че те са в състояние, близко до суперпарамагнитно. Едно от основните предимства на представения метод на съутаяване в микроемулсионна среда е свързано с намаляване на разходите и времето за синтез, тъй като е използвана единична микроемулсия за разлика от класическата микроемулсия, използваща две микроемулсионни системи.

Представените резултати са свързани с изпълнение на проекти в сътрудничество на ИЕ-БАН и Университета на Лиеж, Белгия, и Института за ниски температури и структурни изследвания – ПАН, Вроцлав, Полша.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Y. Koledintseva, A. E. Khanamirov and A. A. Kitaitsev, *Advances in Ceramics – Electric and Magnetic Ceramics, Bioceramics, Ceramics and Environment*, ed. by C. Sikalidis, (InTech, 2011), p. 61.
2. H. Luo, B.K.Rai, S.R.Mishra, V.V.Nguyen, J. P. Liu, J. Magn. Magn. Mater., 324, 2602 (2012).

3. S. Singhal, T. Namgyal, J. Singh, K. Chandra and S. Bansal, *Mater. Manuf. Processes*, 27(1), 65 (2012).
4. T. Koutzarova, S. Kolev, Ch. Ghelev, I. Nedkov, B. Vertruyen, R. Cloots, C. Henrist and A. Zaleski, *J. Alloys Compd.*, 579, 174 (2013).

INFLUENCE OF THE PREPARATION METHODS ON THE STRUCTURE AND MAGNETIC PROPERTIES OF NANOSIZED AL-SUBSTITUTED BARIUM HEXAFERRITE POWDERS

P. Peneva, T. Koutzarova, S. Kolev, Ch. Ghelev

*Institute of Electronics, BAS,
72 Tsarigradsko Chaussee Blvd, 1784 Sofia, Bulgaria*

Abstract

We report studies on the correlation between microstructure, crystalline structure and the magnetic properties of Al-substituted barium hexaferrite ($\text{BaFe}_{10}\text{Al}_2\text{O}_{19}$) powders. The role is discussed of the synthesis procedure on the structural and magnetic properties of the resulting powders. These were synthesized using two different methods: single microemulsion and co-precipitation. The microscopy studies showed that the particles in the sample synthesized by single microemulsion had size around 135 nm and a form of hexagonal shaped platelets. The particle size of the powders obtained by co-precipitation was 110 nm, with the particles having an irregular shape between spherical and hexagonal shaped platelets. The value of the saturation magnetization M_s measured for the sample obtained by single microemulsion was very high, 66.12 emu/g, in comparison with those of Al-substituted barium hexaferrite obtained by co-precipitation, 53.69 emu/g. The hysteresis loop of the powders synthesized by single microemulsion was very narrow, with the coercivity H_c being 163 Oe, which indicates that the particles are in a near-superparamagnetic state.

ION IMPLANTATION USES FOR NANOSCALE RAM MEMORIES IN DIAMOND-LIKE CARBON

M. Sandulov¹, M. Berova¹, T. Tsvetkova¹, D. Wright²

¹ *Institute of Solid State Physics, Bulgarian Academy of Sciences, 72
Tzarigradsko Chaussee, 1784 Sofia, Bulgaria*

² *University of Exeter, College of Engineering, Mathematics and Physical
Sciences, Harrison Building, North Park Rd, Exeter EX4 4QF, UK*

Abstract

The electrical transport and resistance switching mechanism in tetrahedral amorphous carbon (ta-C), also known as diamond-like carbon (DLC), is investigated at the nanoscale. The electrical conduction in ta-C thin films is shown to be affected by N⁺ ion implantation with doses in the range $D = 3 \cdot 10^{14} \div 3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$. The field-induced threshold switching phenomenon is observed to be influenced, so that the critical electrical switching voltage is effectively reduced, proportionally to the ion dose.

1. Introduction

In recent years considerable attention has been focused on the use of various forms of carbon, such as carbon nanotubes and graphene, for nonvolatile memory applications [1–3]. However, compared to these forms of carbon, amorphous carbon, (a-C) is particularly interesting given the ease with which it can be incorporated into the cell structure of the most promising nonvolatile memory technology, phase-change memory [4, 5].

Carbon exists in multiple forms, the most prominent being the sp²-dominated graphitic form with its low resistivity and the sp³-dominated diamond form with its high resistivity [6, 7]. As-deposited a-C, also known as tetrahedral carbon (ta-C) or diamond-like carbon (DLC), has a certain ratio of sp² and sp³ carbon. Changing this ratio can significantly influence the conduction behaviour of carbon. Even for the same sp³/sp² ratio, clustering of sp² carbons can lead to enhanced conductivity. The potential for changing the conductivity of a-C at the nanoscale makes it a promising candidate for nonvolatile memory applications.

The present project is investigating the implementation of N^+ ions in DLC structure, which could be expected to result in more efficient recording at less energy consuming. At that stage, we have calculated the optimal film thicknesses, energies and concentrations of the N^+ ion impurities for creating optimal conditions for the electrical switching properties.

2. Experimental

Thin ta-C films ($d_1 \sim 20$ nm and $d_2 \sim 40$ nm) were deposited on complex substrates, made of c-Si covered with a thin Pt electrode film ($d \sim 40$ nm), using a commercial FCVA system (Commonwealth Scientific Corporation). Carbon plasma is produced from the arc spot on the cathode, 99.999% pure graphite in high vacuum. Cathodic arcs are prolific generators of highly ionized carbon plasmas. With the FCVA technique, the plasma stream is steered through a magnetic filter to eliminate neutral particles generated at the cathode. At the filter exit, the fully ionized plasma, consisting of carbon ions and electrons, streams towards the substrate. The films were deposited at room temperature with an arc current of 120 A under floating conditions, and were with sp³ content of 55%.

Ion implantation of N^+ was carried out at room temperature (RT) using a commercial broad-beam ion implanter. The ion-beam intensity was $I \sim 2 \mu A/cm^2$, the ion energy was $E_1 = 10$ keV and $E_2 = 20$ keV, and the ion doses used were $D_1 = 3 \cdot 10^{13} cm^{-2}$, $D_2 = 1 \cdot 10^{14} cm^{-2}$ and $D_3 = 3 \cdot 10^{14} cm^{-2}$. SRIM simulation programme [8] was used to determine the projected range R_p and the straggles ΔR_p of the implanted N^+ ions into the ta-C film samples.

Conductive atomic force microscope (C-AFM) – Dimension 3000 Digital Instruments – was used to analyze the topography of the N^+ ion implanted samples and to study their switching behaviour.

3. Results and discussion

SRIM simulation results for the case of the N^+ ion implantation with the higher energy $E = 20$ keV, used for the thicker ta-C films ($d = 40$ nm), are presented in Figure 1. Two different cases – without and with a c-Si substrate – have been considered.

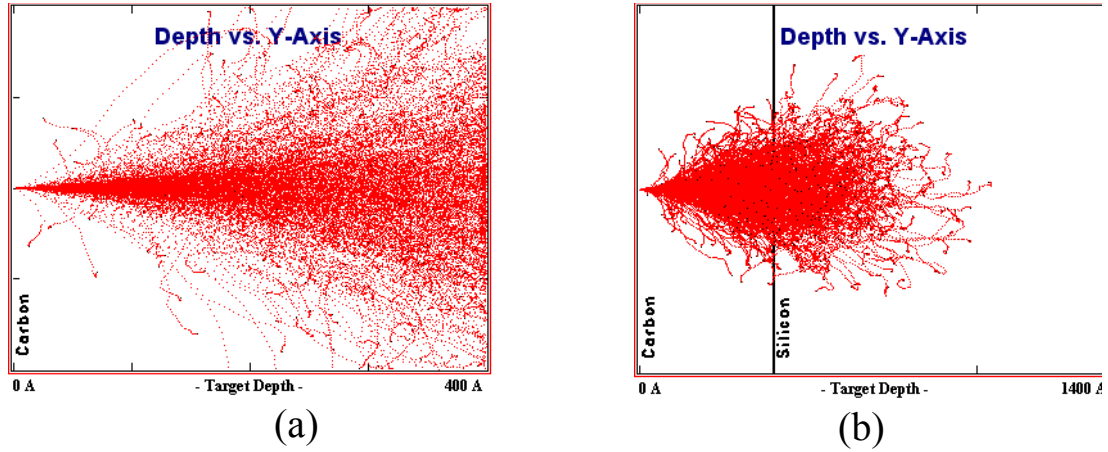


Figure 1. SRIM results for N^+ ion implantation in ta-C film without (a) and with a c-Si substrate (b).

The switching behaviour of the ta-C films with the two different thicknesses, implanted with the highest dose $D_3=3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, are presented in Figure 2:

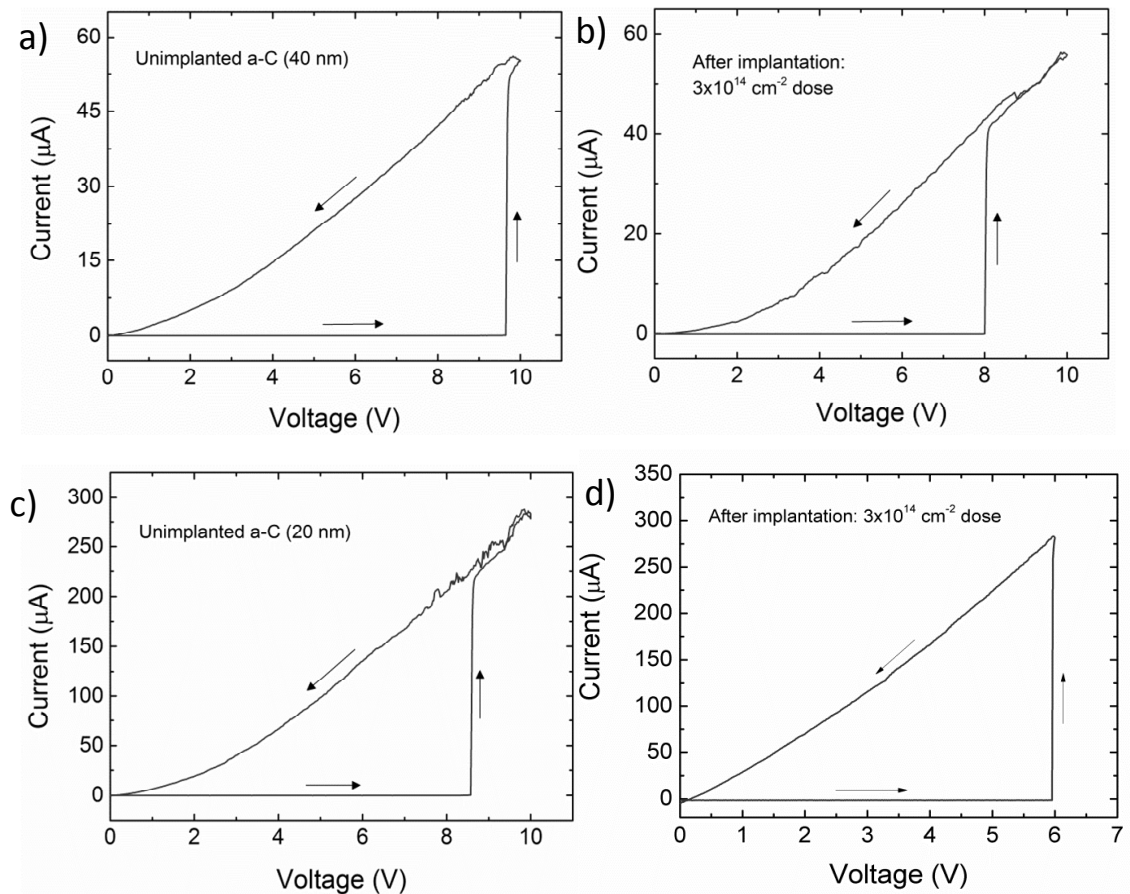


Figure 2. C-AFM based threshold switching behaviour of DLC films. a) Unimplanted 40 nm thick film, b) Implanted 40 nm thick film at $3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, c) Unimplanted 20 nm thick film and d) Implanted 20 nm thick film at $3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$.

As demonstrated in the figure, the threshold voltage for the N^+ ion implanted DLC films is effectively reduced for both film thicknesses, the effect being particularly well expressed for the thinner DLC films.

The results of reduced threshold voltage for the N^+ implanted DLC films are interpreted with the favorable active influence of nitrogen impurities on the sp^3 matrix. It is supposed that N^+ implanted ions stimulate the formation of sp^2 sites, which bear responsibility for the reduced threshold voltage. The sp^2 hybridization itself, supply the presence of weaker π -bonds, which in certain conditions are excited and participate in the electrical conductivity.

The effect of enhanced switching behavior is better expressed for the thinner ta-C (20 nm) films, which is explained simply by the direct proportionality of the resistance to the distance between the electrodes onto which the voltage is applied. In our case $R \sim d$, where d is thickness of the DLC film, i.e. the decrease of the film thickness is expected to reduce the threshold voltage, as is observed.

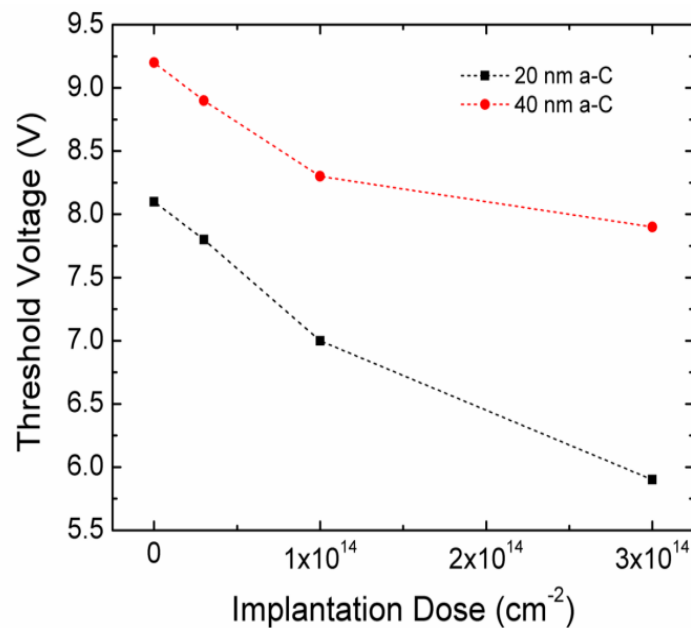


Figure 3. Effect of implantation dose on the threshold voltage switching of ta-C films with two different a-C thicknesses.

The magnitude of threshold switching dependence on the N^+ implantation doses is studied and the results are demonstrated in Figure 3. A trend is shown of reducing the threshold voltage with increasing the doses. The observed effect can be explained with the fact that by increasing the nitrogen concentration in the films, an increased amount of sp^2 sites with enhanced clustering is produced, resulting in a further decrease of the threshold voltage.

4. Conclusion

After implantation, a significant decrease in switching voltages was recorded, indicating the influence of implantation on the resistive switching characteristics of the ta-C films. The highest implantation dose produced the largest decrease in switching voltages for both 40 nm and 20 nm thick implanted films. The threshold voltages of these DLC films can further be reduced by using higher implantation doses than used in the present study (where the maximum dose was $3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$). Threshold voltage would also be reduced by choosing lower film thicknesses of 5 nm to 10 nm.

We consider that the modification mechanism is mostly due N^+ ion assisted clustering of the existing sp^2 sites within the sp^3 matrix. The electrical conduction behaviour and the field-induced switching resulting in a resistance change are all reminiscent of conventional phase-change memory materials. This suggests the prospects of ta-C as a possible nonvolatile memory candidate material and the potential of N^+ ion implantation for further optimization.

REFERENCES

1. Rueckes T, Kim K, Joselevich E, Tseng G Y, Cheung C-L and Lieber C M 2000 Carbon nanotube based nonvolatile random access memory for molecular computing Science **289** 94 – 7.
2. Li Y, Sinitskii A and Tour JM2008 Electronic two-terminal bistable graphitic memories Nat. Mater. **7** 966 – 71.
3. Standley B, BaoW, Zhang H, Bruck J, Lau C N and BockrathM2008 Graphene-based atomic-scale switches Nano Lett. **8** 3345 – 9.
4. Wuttig M and Yamada N 2007 Phase-change materials for rewritable data storage Nat. Mater. **6** 824 – 32.
5. Meijer G I 2008 Who wins the nonvolatile memory race? Science **319** 1625 – 6 New Journal of Physics **13** (2011) 013020 (<http://www.njp.org/>) 12.
6. Robertson J 2002 Diamond-like amorphous carbon Mater. Sci. Eng. **37** 129 – 81.
7. Silva S R P 2003 Properties of Amorphous Carbon 1st edn (Stevenage: The Institution of Engineering and Technology).
8. J. F. Ziegler, J. P. Biersack, U. Littmark, The Stopping and Range of Ions in Matter, 1985, Vol. 1, Pergamon, New York.

ION IMPLANTATION APPLICATIONS FOR HIGH DENSITY DATA ARCHIVING IN DIAMONDLIKE CARBON

M. Berova¹, M. Sandulov¹, T. Tsvetkova¹, L. Bishoff²

*¹Institute of Solid State Physics, Bulgarian Academy of Sciences, 72
Tzarigradsko Chaussee, 1784 Sofia, Bulgaria*

*²Institute of Ion Beam Physics and Materials Research, Helmholtz-Zentrum
Dresden-Rossendorf, P.O.B. 51 01 19, 01314 Dresden, Germany*

Abstract

Focused ion beam (FIB) writing of nano-scale optical patterns in ta-C films has made use of the optical contrast formation by Ga⁺ ion implantation. Initial UV-VIS optical spectroscopy results with Ga⁺ broad-beam ion implantation have shown well expressed ion beam induced photo-darkening effect in the photon energy range (0.5 ÷ 3.0 eV). Samples of thin film (d~40nm) tetrahedral amorphous carbon (ta-C), deposited by filtered cathodic vacuum arc (FCVA), have been implanted with Ga⁺ at ion energy E = 30 keV and ion doses D = 3.10¹⁴ ÷ 3.10¹⁵ cm⁻². This results in optical properties modification, best manifested by a considerable increase of the absorption coefficient (photo-darkening effect) in the measured photon energy range. The obtained optical contrast (between implanted and unimplanted film material) could be made use of in the area of high-density optical data storage using focused Ga⁺ ion beams.

1. Introduction

This project investigates a new approach for obtaining long lasting and high density memory, using ion implantation in ta-C. The lifetime of the data is more than 50 years and the density is more than 1 Tbit/sq. inch. The project is based on the success in creating nano-images by implantation of Ga⁺ in a-SiC [1-3]. Using Focused Ion Beam (FIB) techniques, images may be created with size of about 10 nm. This leads to super-high density of the information. The information is read by near-field techniques, e.g. SNOM [4, 5]. Recently Ga⁺ FIB lithography was used for direct forming of conducting

nanostructures in high resistive layers of ta-C transforming sp³ bonds (diamond) to sp² bonds (graphite) [6].

The task at present is searching for optical effects due to implanting Ga⁺ in ta-C. The aim is applying these effects for optical recording of information using the differences in the coefficient of absorption between the implanted and nonimplanted parts. At this stage of the project, we have calculated the optimal thickness, ion energies and concentrations for creating samples and then we accomplished the implantation in the samples, exploring them with different microscopy and spectroscopy techniques. Ga⁺ FIB writing of micron-scale optical patterns in ta-C films has also been implemented for optical data applications.

2. Experimental

Thin ta-C films (d~40 nm) were deposited on Corning glass substrates using a commercial FCVA system (Commonwealth Scientific Corporation). Carbon plasma is produced from the arc spot on the cathode, 99.999% pure graphite in high vacuum. The films were deposited at room temperature, with an arc current of 120 A under floating conditions, and were with sp³ content of 55%. Additionally, some thicker ta-C films (d=70 nm) on Si substrates were made by mass-filtered Arc deposition with sp³ content of 73%.

Ion implantation of Ga⁺ was carried out at room temperature (RT) using a commercial broad-beam ion implanter. The ion-beam intensity was I~2 $\mu\text{A}/\text{cm}^2$, the ion energy was E=30 keV, and the ion doses used were D₁=3.10¹⁴ cm⁻² and D₂=3.10¹⁵ cm⁻². SRIM simulation program [7] was used to determine the projected range R_p and the straggling ΔR_p of the implanted Ga⁺ ions into the ta-C film samples.

Optical transmission T and absolute specular reflection R was measured with a Cary 5E spectrophotometer at normal light incidence in the range 350÷2500 nm. Optical constants of the films were determined by the (TR) methods using Newton–Raphson iterative technique [8] and derivative free flexible Nelder–Mead simplex technique [9].

Focused ion beam (FIB) implanted ta-C/Si samples were prepared at Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf (HZDR), Germany. The focused ion beam (FIB) system at HZDR was a CANION 31Mplus column, Orsay Physics, working with Ga⁺ ions, and was used to create sub-micrometer optical patterns in the ta-C films. Focused Ga⁺ irradiation in these samples was performed with the E=30 keV, while also simultaneously employing a charge neutralizer (electron-beam shower) to implant a series of patterns with different ion doses in the range 1×10¹⁴ ÷ 5×10¹⁶ ions.cm⁻². The choice of the Ga⁺ ion dose range has been prompted by earlier results, where the optimized

range of ion doses for Ga^+ and other elements has been established to be that same range so that to yield a good optical contrast. The chosen type of the combined implanted pattern consisted of a series of 6 individual patterns of full squares implanted with different doses. Additionally, a more complex pattern, with the logo of the Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf (HZDR) in Germany, was Ga^+ FIB implanted with a dose of $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$.

3. Results and discussion

SRIM simulation results for 2 different Ga^+ ion energies, $E_1=30 \text{ keV}$ and $E_2=50 \text{ keV}$, are presented in Figure 1. The lower energy, $E=30 \text{ keV}$, was chosen for the implants as a better fit.

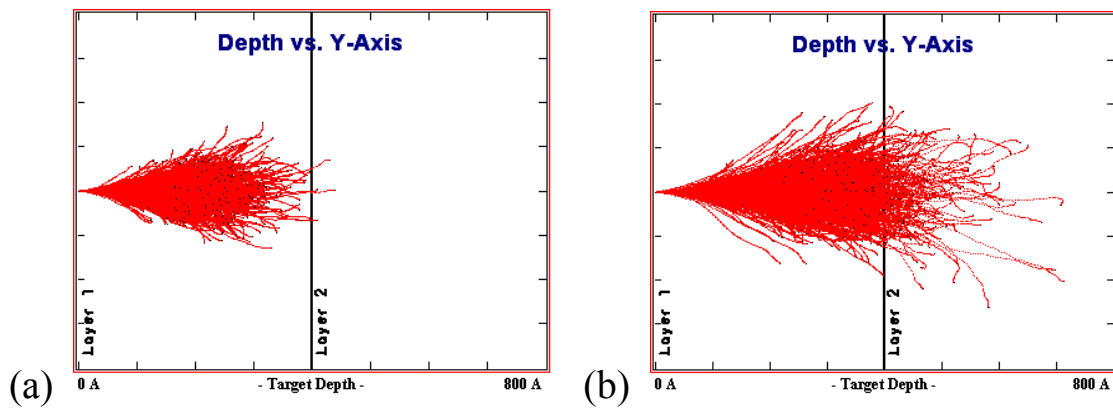


Figure 1. SRIM simulation results for 2 different Ga^+ ion energies, (a) $E_1=30 \text{ keV}$ and (b) $E_2=50 \text{ keV}$.

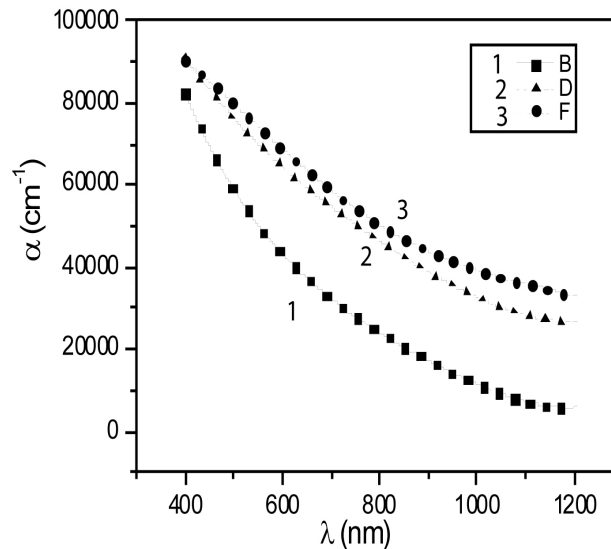
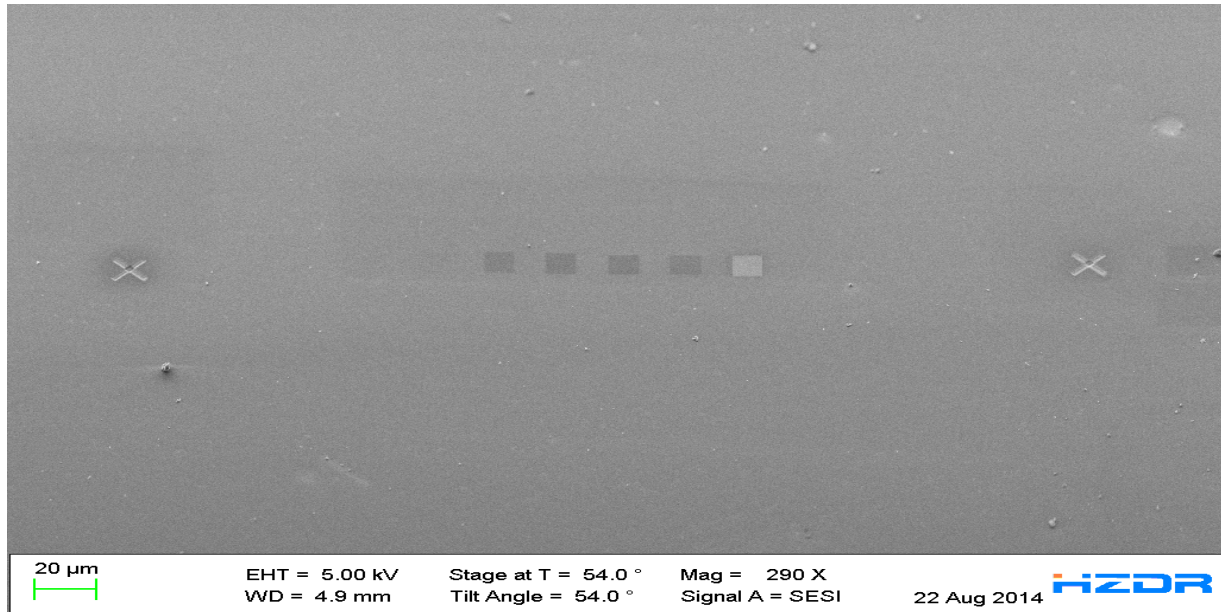


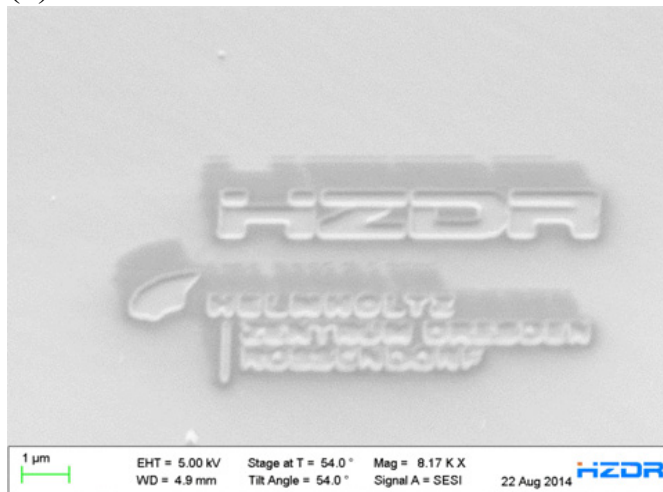
Figure 2. Absorption coefficient α for a non-implanted ta-C film (1) and for ta-C films implanted with 2 different Ga^+ ion doses, $D_1=3.10^{14} \text{ cm}^{-2}$ (2) and $D_2=3.10^{15} \text{ cm}^{-2}$ (3).

The optical transmission T and absolute specular reflection R was measured in the range 350÷2500 nm. From these data, the calculated results for the absorption coefficient α for 2 different Ga^+ ion doses, $D_1=3.10^{14} \text{ cm}^{-2}$ and $D_2=3.10^{15} \text{ cm}^{-2}$, are presented and compared with the values for the unimplanted sample in Figure 2.

Focused ion beam (FIB) implanted ta-C/Si samples are presented in Figure 3. Focused Ga^+ irradiation was performed with $E=30 \text{ keV}$, while also simultaneously employing a charge neutralizer (electron-beam shower) to implant a series of patterns with different ion doses in the range $1 \times 10^{14} \div 5 \times 10^{16} \text{ ions.cm}^{-2}$. The chosen type of the combined implanted pattern consisted of a series of 6 individual patterns of full squares implanted with different doses. Additionally, a more complex pattern, with the logo of the Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf (HZDR) in Germany, was Ga^+ FIB implanted with a dose of $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$.



(a)



(b)

Figure 3. FIB implanted series of patterns with different ion doses in the range $1 \times 10^{14} \div 5 \times 10^{16} \text{ ions.cm}^{-2}$ (a) and the logo of the Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf (HZDR) Ga^+ FIB implanted with a dose of $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ (b).

4. Conclusion

The ion implantation of Ga^+ as the implant species in thin ta-C thin films leads to observable structural and optical properties modification of the implanted material. These results are of considerable potential interest in relation to the recently developed focused ion micro-beam technologies (FIB), based on the widely spread Ga^+ liquid-metal ion sources. For further elucidation of the underlying mechanism of modification, additional experiments are underway.

REFERENCES

1. T. Tsvetkova: "Ion beam modification of amorphous silicon-carbon alloys", Proc. of the 2nd Int. Conf. on "Beam Processing of Advanced Materials", 30Oct-2Nov, 1995, Cleveland, Ohio, eds.J.Singh, S. Copley and J.Mazumder, ASM Int., 1996, p. 207.
2. L. Bischoff, J. Teichert, S. Kitova and T. Tsvetkova: "Optical pattern formation in a-SiC:H films by Ga^+ ion implantation", Vacuum, 69(2003)73.
3. T. Tsvetkova, S. Takahashi, A. Zayats, P. Dawson, R. Turner, L. Bischoff, O. Angelov and D. Dimova-Malinovska: "Fabrication of nano-scale optical patterns in amorphous silicon carbide with focused ion beam writing", Vacuum, 79(2005)100.
4. T. Tsvetkova, S. Takahashi, A. Zayats, P. Dawson, R. Turner, L. Bischoff, O. Angelov and D. Dimova-Malinovska: "Near-field optical mapping of ion-implanted patterns fabricated in amorphous silicon carbide", Vacuum, 79(2005)94.
5. S. Takahashi, P. Dawson, A. V. Zayats, L. Bischoff, O. Angelov, D. Dimova-Malinovska, T. Tsvetkova and P. D. Townsend: "Optical contrast in ion-implanted amorphous silicon carbide nanostructures", J. Phys. D: Appl. Phys., 40(2007)7492.
6. P. Philipp and L. Bischoff: "Investigation of nano structures on ta-C films made by gallium FIB lithography", Diam. Relat. Mater. (2012), doi:10.1016/j.diamond.2012.01.025.
7. J. F. Ziegler, J. P. Biersack, U. Littmark, The Stopping and Range of Ions in Matter, 1985, Vol. 1, Pergamon, New York.
8. F. Abeles, M. Theye. Surface Science 5, 325 (1966).
9. W. Press, S. Teukolsky, W. Vetterling, Numeric recipes in C. Cambridge: Cambridge University Press, 1992. p. 408.

Електроника, комуникации и инженерни технологии



МАТЕРИАЛНИ БАЛАНСИ НА ТРАНСМУТАЦИОННИ ЯДРЕНИ ГОРИВНИ ЦИКЛИ

И. Найденов, К. Филипов

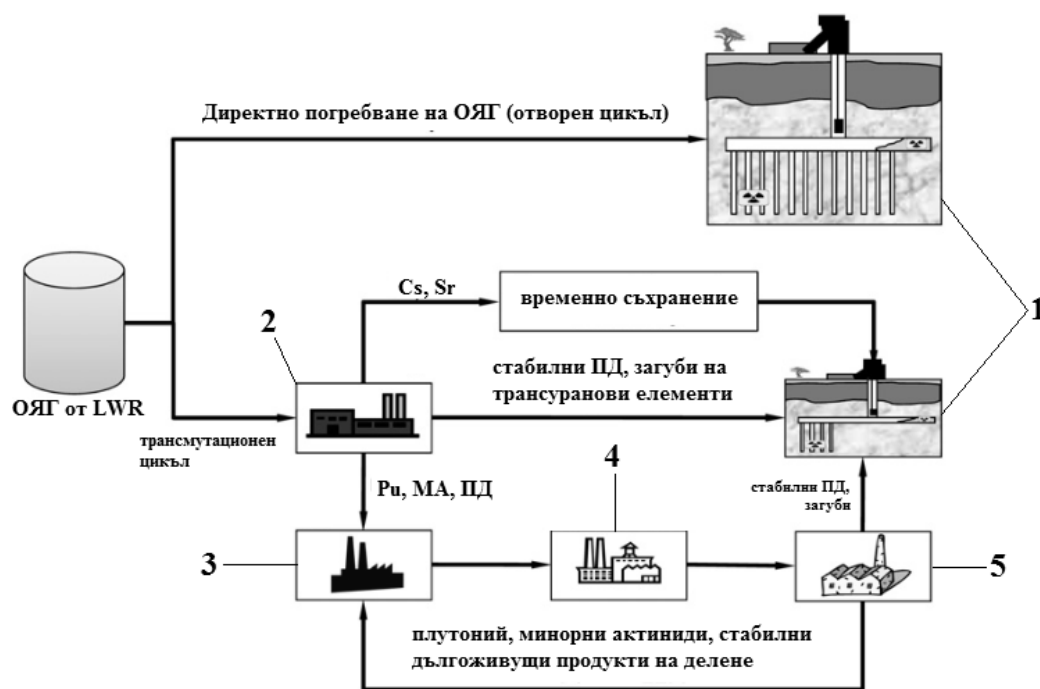
*Катедра „Топлоенергетика и ядрена енергетика“,
Енергомашиностроителен факултет, Технически университет – София*

1. Въведение

Едни от основните предизвикателства пред управлението на отработените ядрени горива се поставят от минорните актиниди (Np, Am, Cm), които въпреки малките си концентрации представляват основен фактор за дългосрочната активност и остатъчното енергоотделяне на отработеното ядрено гориво (ОЯГ), съхранявано в геоложки хранилища [1, 2]. Важен е фактът, че без оглед на избрания горивен цикъл винаги е необходимо геоложко погребване на отработеното ядрено гориво и/или радиоактивните отпадъци [2]. Отделянето и изгарянето или превръщането (трансмутирането) на минорните актиниди (МА) ще позволи да се понижат активността и остатъчното енергоотделяне на отработените горива, като по този начин, от една страна, ще се облекчат изискванията, налагани при проектирането и строителството на хранилищата, а от друга, ще се оптимизира тяхното използване [1, 2].

2. Трансмутационни горивни цикли

Съществуват различни методи за трансмутацията на минорните актиниди. Те могат да бъдат рециклирани както в леководни реактори, така и в критични и подкритични системи на бързи неутрони [1, 3]. На фиг. 1 е показан в обобщен вид затворен ядрен горивен цикъл, включващ в себе си трансмутация на минорните актиниди и на стабилните продукти на делене (ПД).



Фиг. 1. Обобщена схема на отворен горивен цикъл и затворен горивен цикъл с трансмутация на актинидите [1]: 1 – геологско хранлище, 2 – радиохимичен завод за преработка на ОЯГ от леководни реактори, 3 – производство на гориво, съдържащо минорни актиниди, 4 – трансмутационен реактор (ТР), 5 – радиохимичен завод за преработка на ОЯГ от трансмутационния реактор

Един от възможните подходи за трансмутация на актинидите представлява съвместното им изгаряне с плутоний в леководен реактор (LWR), използвайки смесено оксидно гориво с обогатен уран (MOX-UE). При този метод е възможно да се изгаря само плутоний или различни комбинации от плутоний с минорни актиниди, като общият им дял не надхвърля 10% [1, 4]. Тъй като единствено при изгарянето на плутония, заедно с всички минорни актиниди, се получава нетно намаляване на сумарното съдържание на Np, Am и Cm [1, 4], в настоящото изследване интерес представлява именно този сценарий. Трансмутацията в леководни реактори изисква многократно рециклиране, което обаче увеличава остатъчното енергоотделяне и активността на горивото [2] и съответно затруднява значително неговото производство. Целта на настоящия доклад е да провери дали еднократно рециклиране на минорни актиниди в леководен реактор с гориво MOX-UE би било устойчиво решение като етап от двуетапен горивен цикъл. Двуетапният горивен цикъл е описан в [3, 5], а устойчивото развитие е една от целите на трансмутацията [2].

3. Изчислителен анализ

3.1. Входни данни

В [5] са представени количествата минорни актиниди, получени при производството на един тераватчас електрическа енергия от петте типа най-разпространени ядрени енергийни реактори – ВВЕР, РБМК, PWR, BWR и CANDU, които заедно представляват 96,1% от общия брой реактори и 97,7% от общата нетна инсталирана мощност в света [6]. Разгледани са референтни реактори от всеки тип с показатели, цитирани в [5]. Годишното производство на минорни актиниди от всеки тип реактор е показано в табл. 1. Стойностите от табл. 1 са получени, като стойностите от [5] са умножени с общото електропроизводство от всеки тип реактор, с отчитане на собствените нужди, използвайки данни от [6, 7]. Загубите при радиохимичната преработка са 0,01%, а при производството на гориво – 0,5% [8]. Приема се, че ядреноенергийният парк в света използва само отворен ядрен горивен цикъл. Допуска се, че тези минорни актиниди ще бъдат рециклирани изцяло в леководни реактори с гориво MOX-UE, чийто разход на минорни актиниди е показан в табл. 2. Реакторът е с номинално електропроизводство 7,446 TWh годишно, което означава, че с годишното производство на Np ще могат да се заредят 96 реактора, с Am – 16 реактора, а с Cm – само 2,5 реактора.

Табл. 1. Годишно количество минорни актиниди от различни типове енергийни реактори, разполагаемо за производство на гориво, kg тежък метал (ТМ)/г.

	ВВЕР	PWR	BWR	РБМК	CANDU	ОБЩО
	kg ТМ/г.	kg ТМ/г.	kg ТМ/г.	kg ТМ/г.	kg ТМ/г.	kg ТМ/г.
p	530,30	3 333,63	1 158,47	53,00	89,01	5 164,41
m	208,44	959,09	376,77	10,30	8,79	1 563,40
m	68,70	328,42	122,49	1,43	1,93	522,97
A	807,44	4 621,15	1 657,73	64,73	99,73	7 250,77

**Табл. 2. Разход на минорни актиниди в LWR
с гориво MOX-UE, kg/TWh (e)[1]**

№ вход	№ изход	Δ №	Am вход	Am изход	Δ Am	Cm вход	Cm изх.	Δ Cm	MA вход	MA изход	Δ MA
-7.2	5.6	-1.6	-13.1	11.8	-1.3	-27.3	27.1	-0.2	-47.6	44.5	-3.1

3.2. Сценарии

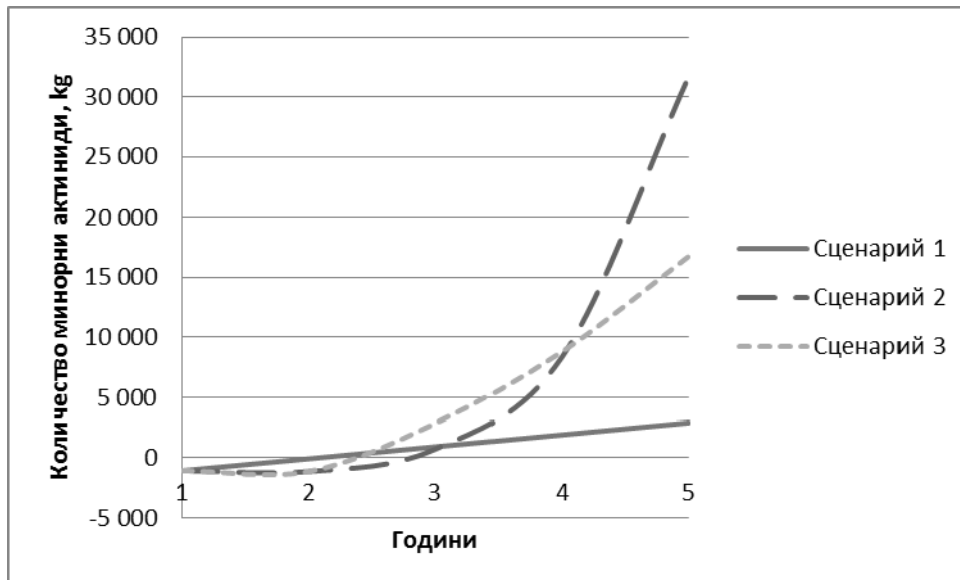
Тъй като целта е да се оцени устойчивостта на евентуално използване на LWR с гориво MOX-UE без многократно рециклиране на актинидите като междинен етап на по-усложнен трансмутационен горивен цикъл, е необходимо да се определи сумарното производство на минорни актиниди от енергийните реактори и от трансмутационните реактори. Разгледан е период от пет години, като се допуска, че ядреноенергийният парк ще остане непроменен, т.е. освобождаваното годишно количество минорни актиниди ще е такова като представеното в табл. 1. Досегашните натрупани количества минорни актиниди не се вземат предвид. Разгледани са 3 сценария:

- а. Въведени са в експлоатация 3 трансмутационни реактора, като броят им се запазва;
- б. Първата година са въведени в експлоатация 3 трансмутационни реактора, като броят им се удвоява на всяка година;
- с. Първата година са въведени в експлоатация 3 трансмутационни реактора, втората – още 3, като броят им се запазва до края на разглеждания период.

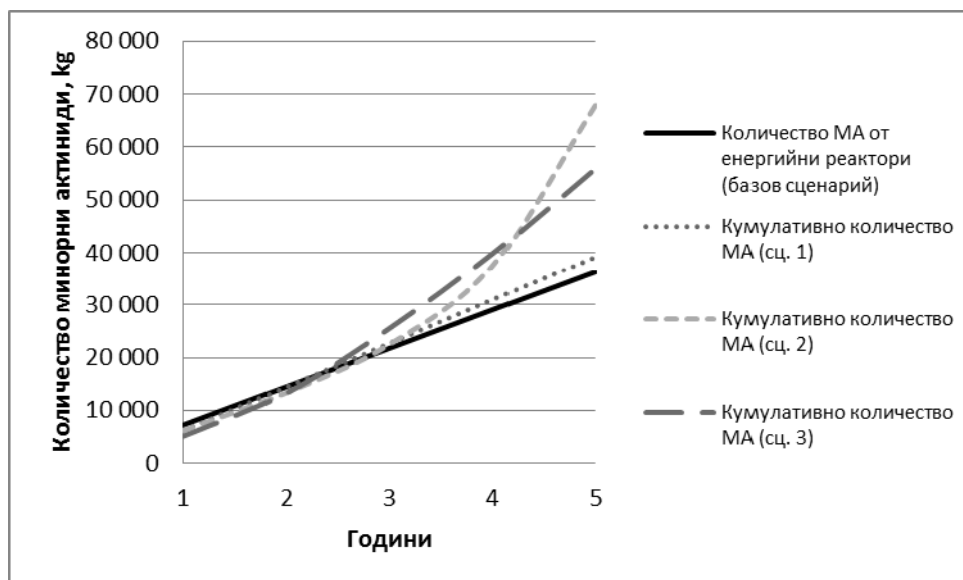
3.3. Анализ на получените резултати

На фиг. 3 и фиг. 4. са илюстрирани основните резултати от направените изчисления. На фиг. 3. са представени количествата минорни актиниди, освобождавани само от трансмутационните реактори. Тъй като първата година не се отделят отпадъци, в началото се наблюдава нетен разход на актиниди. След втората година обаче и при трите сценария тенденцията се изменя значително, което се дължи на твърде малкия разход на минорни актиниди – 3,1 kg/TWh. На фиг. 4. е показано сравнение на кумулативните натрупвания на минорни актиниди, получени от енергийните и от трансмутационните реактори. Вижда се, че много бързо – между втората и третата година, количествата на минорни актиниди и при трите сценария надвишават количествата от базовия сценарий без трансмутация, т.е. постигаме резултат, който противоречи на целите на трансмутацията. Това се дължи

на факта, че минорните актиниди се зареждат заедно с плутоний в активната зона на трансмутационния реактор, което води до генерирането на допълнителни количества минорни актиниди. В допълнение, минорни актиниди се получават и от изгарянето на обогатения уран.



Фиг. 3. Кумулативни количества минорни актиниди, освобождавани от трансмутационните реактори



Фиг. 4. Общо натрупване на минорни актиниди от енергийните и трансмутационните реактори

4. Заключение

Проведеният изчислителен анализ дава основание да се заключи, че трансмутацията на минорни актиниди в леководен реактор с гориво МОХ-UE е нецелесъобразна, тъй като тя води до увеличаване на количествата на Np, Am и Cm. Освен това, горивото МОХ-UE изисква допълнителни количества уран и увеличава необходимостта от разделителна работа, като по този начин допълнително увеличава както количествата складиран обеднен уран, така и количествата на отработеното ядрено гориво. Всичко това води до заключението, че разглежданият в настоящото изследване подход не подобрява условията за устойчиво развитие на ядрената енергетика.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Salvatores, G. Palmiotti, Radioactive waste partitioning and transmutation within advanced fuel cycles: Achievements and challenges, Progress in Particle and Nuclear Physics 66, p. 144 – 166 (2011).
2. S. Valcheva, I. Naydenov, K. Filipov, Advanced Nuclear Fuel Cycles with Actinides' Transmutation: an Overview, XIX JINR Annual Young Scientists' and Students' Conference, Dubna, Russia 16-20.02.2015 (2015, под печат).
3. OECD NEA, Accelerator-driven Systems (ADS) and Fast Reactors (FR) in Advanced Nuclear Fuel Cycles, Paris (2002).
4. M. Salvatores, R. Hill, I. Slessarev, G. Youinou, The Physics of TRU Transmutation – A Systematic Approach to the Intercomparison of Systems, PHYSOR 2004 – The Physics of Fuel Cycles and Advanced Nuclear Systems: Global Developments, American Nuclear Society, Chicago, Illinois (April 25 – 29, 2004).
5. I. Naydenov, K. Filipov, Preliminary Assessment of Minor Actinides Inventory Available for Transmutation in Double Strata Fuel Cycle, XIX JINR Annual Young Scientists' and Students' Conference, Dubna, Russia 16-20.02.2015 (2015, под печат).
6. IAEA Power Reactor Information System (PRIS), <http://www.iaea.org/PRIS/>, достъпено на 06.03.2015 г.
7. IAEA, Nuclear Power Reactors in the World, Reference Data Series No. 2, Vienna (2014).
8. MIT, The Future of Nuclear Power, An Interdisciplinary MIT Study (2003).

TRANSMUTATION FUEL CYCLES' MATERIAL BALANCES

I. Naydenov, K. Filipov

*Technical University of Sofia, Faculty of Power Engineering and Power
Machines, Department of Thermal and Nuclear Power Engineering*

Abstract

The minor actinides (Np, Am, Cm) comprise only a small fraction – about 0.1 w%, of spent nuclear fuel (SNF). Nevertheless, these elements contribute significantly to SNF's long-term activity and decay heat, which impedes its management. One possible solution lies in the application of partitioning and transmutation approach, which uses different radiochemical processes to extract the MAs and specially purposed critical and subcritical systems to burn them. The main goal of this article is to assess the annual minor actinides' production in different types of commercial reactors (PWR, BWR, WWER, RBMK, and CANDU among others), and to estimate the number of transmuting installations necessary to burn these amounts.

Keywords: spent nuclear fuel, minor actinides, transmutation, nuclear fuel cycle

ИКОНОМИЧЕСКИ АНАЛИЗ НА ГОРИВНИ КАСЕТИ ЗА РЕАКТОРИ ТИП ВВЕР – 1000

Г. Герова

*ТУ – София, катедра ТЕЯЕ, София 1000,
бул. „Кл. Охридски“ № 8, бл. 2., каб. 2510*

1. Въведение

Основната задача, поставена пред настоящото изследване, е провеждането на сравнителен икономически анализ на четири типа горивни касети, използвани за зареждане на реакторите ВВЕР – 1000. Това са *TBC–M*, *TBCA*, *TBCA–12* и *TBC–2M*. Анализът се основава на разликите в характеристиките на използваното в тях гориво, а именно – обогатяването на свежото гориво по изотопа ^{235}U , проектната достигана дълбочина на изгаряне, плътността на урановия двуокис, геометричните размери на горивната таблетка, активна височина на топлоотделящите елементи, продължителността на ядрения горивен цикъл и др. Съществено влияние върху експлоатационните характеристики оказва липсата на централен отвор в горивната таблетка, тъй като по този начин се увеличава количеството на горивната композиция и съответно количеството на изотопите, които подлежат на ядрена реакция на делене. От друга страна, премахването на централния отвор води до изменения в температурните полета на горивните таблетки и налага необходимост от изменения в зърнената структура на ядреното гориво. В проведеното изследване обаче акцентът е поставен върху изследване на икономическата полза от преминаването към нов тип горива, без да се отчитат технологичните аспекти.

2. Основна задача

Проведеното изследване е направено с цел да се определят производствените разходи, необходими за получаване на един килограм ядрено гориво с различно обогатяване, както и производствените разходи, необходими за получаване на ядрено гориво за всеки един от четирите

типа касети. В пресмятанията са включени само разходите за гориво за топлоотделящите елементи, без да се отчитат разходите за останалите конструкционни елементи на касетите – дистанциониращи решетки, централна и направляваща тръба и др. Не е отчетено също така и наличието на изгарящ поглъtitел в някои от горивните касети.

Табл. 1. Характеристики на ядреното гориво

			ТВС-М	ТВСА	ТВСА-12	ТВС-2М
<i>Ядреногоривен цикъл</i>		<i>години</i>	3 x 1	4 x 1	5 x 1	3 x 1.5
<i>Външ. диаметър на гор. таблетка</i>	$d_{вн}$	<i>m</i>	0.00757	0.00757	0.0078	0.0076
<i>Вътр. диаметър на гор. таблетка</i>	d_0	<i>m</i>	0.0023	0.0014	0	0.0012
<i>Височина на активната част на ТОЕ</i>	H	<i>m</i>	3.53	3.53	3.53	3.68
<i>Плътност на UO_2</i>	ρ	<i>kg/m³</i>	10470	10470	10700	10700
<i>Обогатяване по ^{235}U в свежото гориво</i>	x_n	<i>%</i>	4.31	4.4	4.7	4.88
<i>Дълбочина на изгаряне</i>	B	<i>MWd/tU</i>	49000	55000	65000	68000

Производствените разходи се формират като сума от три компонента: разходи за природен уран, разходи за разделяне на урана на изотопи и разходи за производство на топлоотделящи елементи.

Съобразно характеристиките на използваното в четирите типа касети гориво, производствените разходи за разделяне на урана на изотопи и производствените разходи за разделителна работа е изчислен разделителният потенциал при съответното обогатяване на свежото гориво в различните касети при две стойности на концентрацията на ^{235}U в обеднения уран (0,3% и 0,2%).

Изчислени са също така и разходните коефициенти при използване на природен уран, специфичната разделителна работа, електропроизводството и приведената стойност на електрическата енергия за всяка касета.

3. Аналитична част

В технологията за разделяне на урана на изотопи понятието разделителна работа има важно значение. Величината разделителна работа характеризира размера на физическите усилия, необходими за разделяне урана на изотопи [3].

Посредством началното обогатяване на горивото, използвано във всяка една касета, е определен разделителният потенциал. На базата на концентрациите на ^{235}U в природния уран, в ядреното гориво и в обеднения уран е изчислен разходният коефициент за всеки един тип касета. Разходният коефициент показва какво количество природен уран е необходимо за получаване на един килограм обогатен уран със съответното

обогаляване. По този начин, след като са известни разходният коефициент и цената на един килограм природен уран във вид на UF_6 , се определят производствените разходи, необходими за получаване на един килограм обогатен уран, както и тези за цялото количество уран за касета.

Разделителната работа, отнесена към единица маса обогатен уран, дава специфичната разделителна работа, необходима за получаване на един килограм обогатен уран. Чрез този параметър се определят производствените разходи, необходими за разделителна работа както на един килограм, така и на цялото количество ядрено гориво за всяка касета.

Разходите за получаване на ядрено гориво във вид на топлоотделящи елементи се формират от цената на природния уран във вид на UF_6 , цената на разделителната работа, разходния коефициент, специфичната разделителна работа и цената на самия топлоотделящ елемент.

Посредством масата на урана и дълбочината му на изгаряне е изчислено електропроизводството от всяка касета, а приведената стойност на електрическата енергия е получена като отношение на производствените разходи, необходими за получаване на ядрено гориво за всеки тип касета, към електропроизводството от всяка касета.

4. Резултати

На базата на извършените пресмятания е проведен сравнителен анализ на получените резултати за четирите типа касети, като е анализирано влиянието на свежото гориво и изменената геометрия (липсата на централен отвор на горивните таблетки при касетите тип ТВСА–12 и по-голямата активна дължина при касетите тип ТВС–2М) върху производствените разходи.

Табл. 2. Разделителен потенциал и разходни коефициенти

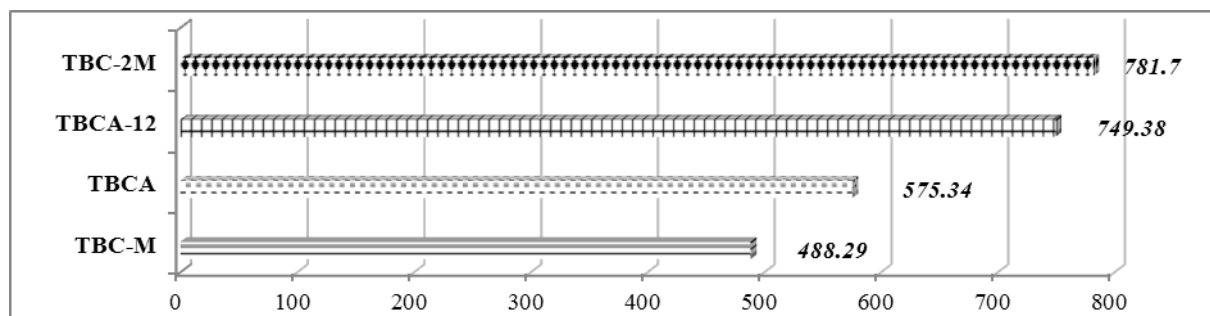
	ТВС-М	ТВСА	ТВСА-12	ТВС-2М
<i>Обогатяване на свежото гориво, %</i>	4,31	4,4	4,7	4,88
<i>Разделителен потенциал</i>	2,83294	2,80765	2,72657	2,69287
<i>Разходен коефициент при $y = 0,3$</i>	9,75669	9,97566	10,70559	11,14355
<i>Разходен коефициент при $y = 0,2$</i>	8,04305	8,21917	8,80626	9,15851

Табл. 3. Производствени разходи, \$

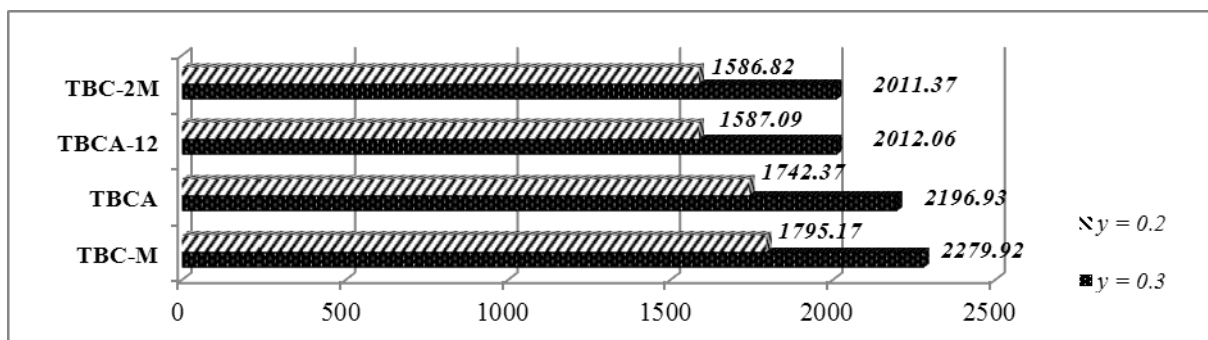
Концен- трация на ^{235}U в обед- нения уран, %	ТВС-М	ТВСА	ТВСА-12	ТВС-2М	ТВС-М	ТВСА	ТВСА-12	ТВС-2М
	Разходи за природен уран за получаване на 1 kg обогатен уран				Разходи за природен уран за получаване на обогатен уран за цялата касета			
$y = 0,3$	728,1	803,1	861,8	897,3	302339,4	350016,7	413986,2	429674,6
$y = 0,2$	600,3	661,6	708,9	737,3	249237,4	288386,7	340538,8	353135,2
	Разходи за разделителна работа за получаване на 1 kg обогатен уран				Разходи за разделителна работа за получаване на обогатен уран за цялата касета			
$y = 0,3$	527,9	555,5	608,5	640,7	219221,1	242143,9	292398,9	306921,3
$y = 0,2$	338,7	409,7	451,1	475,9	161431,7	178582,6	216650,1	227983,5
	Разходи за производство на 1 kg ядрено гориво във вид на ТОЕ				Разходи за производство на ядрено гориво за цялата касета			
$y = 0,3$	1256,1	1358,5	1470,4	1537,8	591724,4	671823,1	801417,6	835695,1
$y = 0,2$	989,1	1071,3	1159,9	1213,2	465915,1	529789,9	632149,4	659300,5
	Общи разходи за 1 kg ядрено гориво				Общи разходи за цялата касета			
$y = 0,3$	2512,2	2717,1	2940,9	3075,6	1113285	1263983	1507802,7	1572291
$y = 0,2$	1978,1	2142,7	2319,8	2426,4	876584,1	996759,2	1189338,3	1240419,1

Табл. 4. Специфична разделителна работа

Концентрация на ^{235}U в обеднения уран, %	ТВС – М	ТВСА	ТВСА-12	ТВС-2М
$y = 0,3$	5,866255	6,038578	6,616201	6,964966
$y = 0,2$	4,319836	4,453489	4,902207	5,173630



Фиг. 1. Електропроизводство, GWh



Фиг. 2. Приведена стойност на електрическата енергия, касета/GWh

5. Заключение

Стремежът за по-пълноценно използване на ядреното гориво и непрекъснатото усъвършенстване на конструкциите на касети (със или без изгарящ погълтател, увеличена височина на активната част на топлоотделящите елементи) изискват промяната в някои от стойностите на характеристиките на горивото (обогащаване, дълбочина на изгаряне, кампания, геометрични размери на таблетките от UO_2 и др.).

Тези промени се отразяват върху:

- разходите за природен уран, разделителната работа, разделителния потенциал и разходния коефициент поради различното обогащаване на горивото за четирите типа касети;
- разходите за производство на топлоотделящи елементи поради увеличената височина на активната част на касетите тип ТВСА–2М;
- специфичната разделителна работа и др.

Влиянието на изменената геометрия (липсата на централен отвор в горивните таблетки при касетите тип ТВСА–12 и по-голямата активна дължина на топлоотделящите елементи при касетите тип ТВС–2М) върху общите производствени разходи е сравнително малко, както и относително малка е разликата между стойностите на разделителния потенциал, разходните коефициенти и специфичната разделителна работа за касетите тип ТВС–2М и стойностите им за останалите три типа касети.

В резултат на значително по-голямата дълбочина на изгаряне и увеличеното обогащаване на ядреното гориво при касетите ТВС–2М количеството на произведената електроенергия е значително по-голяма.

Освен това касетите тип ТВС–2М осигуряват:

- възможност за работа на реакторния блок с „гъвкави“ горивни цикли (4x12, 5x12 и 3x18 месеца);

- възможност за работа на реакторния блок с подобрена мощност, достигаща до 104% от номиналната;
- максимална допустима дълбочина на изгаряне до 68 000 MWd/tU;
- висока надеждност.

ЛИТЕРАТУРА

1. Generation 2 fuel assembly TVS-2M
http://www.gidropress.podolsk.ru/files/booklets/en/TVS_angl.pdf
2. Nuclear fuel for VVER reactors
http://www.tvel.ru/wps/wcm/connect/tvel/tvelsite.eng/resources/b00eb08047178c38abfbfb39942cc531/brochure_nuclea_eng.pdf
3. Н. М. Синев, Экономика ядерной энергетики: Основы технологии и экономики производства ядерного топлива. Экономика АЭС, 1987.

ECONOMIC ANALYSIS OF VVER – 1000 FUEL ASSEMBLIES

G. Gerova

*Technical University – Sofia, Department of Thermal and
Nuclear Power Engineering,
1000 Sofia, 8 Kliment Ohridski Blvd, building 2, room 2510*

Abstract

The paper deals with comparative economic analysis of specific expenses to obtain four types fuel assemblies depending on their potentially produced electricity. The expenses for each of the assemblies are estimated, based on their different features. Constructional expenses are not taken into account. As a results of economical analysis the better features of the new type assemblies TVS-2M are established. This can be considered as a first approximation to such estimation due to continuous change of prices of natural uranium and separative work as well as the expenses for production of fuel rods and assemblies.

ВЛИЯНИЕ НА ДИАМЕТЪРА НА ЦЕНТРАЛНИЯ ОТВОР НА ГОРИВНАТА ТАБЛЕТКА ВЪРХУ НЯКОИ ЕКСПЛОАТАЦИОННИ ХАРАКТЕРИСТИКИ НА ЯДРЕНОТО ГОРИВО

К. Филипов, Й. Георгиев, К. Зашев

*ТУ – София, кат. „Топло- и ядрена енергетика“,
София 1000, бул. „Кл. Охридски“ № 8*

1. Въведение

В съвременните ядрени горива за реакторите от типа ВВЕР се налага тенденция към намаляване на размера на централния отвор, като в последните поколения горивни касети се стига до отказ от неговото използване, за сметка на възможността за поместване на по-голямо количество ядрено гориво в активната зона на реактора. В допълнение се преминава и към по-високи обогатявания на ядрените горива, за да е възможно постигането на по-големи дълбочини на изгаряне и по-дълги кампании на реактора и на горивото. Отсъствието на централния отвор, по-високото обогатяване и по-голямата дълбочина на изгаряне на новите ядрени горива водят до редица изменения в термомеханиката и изотопните състави на горивните таблетки.

Термичното и механичното поведение на топлоотделящите елементи зависи от комплекс от явления, които се променят с изгарянето на горивото. Затова е от голямо значение да се определят точно частта на делящия се материал, която е изгоряла, превръщането на ^{238}U в ^{239}Pu и последващото натрупване на плутониеви изотопи с по-високо масово число, както и натрупването на продукти на делене. За да бъдат изследвани ефектите от измененията в състава и геометрията на ядрените горива, е разработен симулационен модел, използван в специализиран софтуер. В този симулационен модел като входни данни са включени основните параметри на изследваните горивни касети като геометрия на горивната таблетка, продължителност на горивния цикъл, вътрешен и външен радиус на обвивката на топлоотделящия

елемент, обогатяване, зърнена структура и други. Основната цел на разработения симулационен модел е пресмятане на някои основни термични и механични характеристики на ядреното гориво с цел изследване на безопасността на работа на реактора, както и възможността за по-дълга кампания при промяна в геометрията на горивната таблетка [2].

Разгледаните горивни касети са от типа ТВС-А, които се използват в реакторите ВВЕР-1000. Този тип касети са проектирани за четиригодишен горивен цикъл с максимална дълбочина на изгаряне 55 MW.d/kgU за касета и 59 MW.d/kgU за топлоотделящ елемент [3]. За оценка на използваемостта на ядреното гориво се използва понятието дълбочина на изгаряне на горивото, което е мярка за общото количество топлинна енергия, получена от единица гориво.

В активните зони на 5-и и 6-и енергоблок на АЕЦ „Козлодуй“ са използвани основно три типа горивни касети: ТВС – за двугодишен горивен цикъл, ТВС-М – за тригодишен цикъл, и ТВС-А за четиригодишен цикъл. Промените в горивния цикъл се правят, за да се постигне по-голяма дълбочина на изгаряне на горивото, по-дълъг срок на експлоатация на отделна касета, намаляване на количеството на отработеното гориво, което се генерира, и постигане на по-висока безопасност при експлоатацията на ядреното съоръжение.

През 2004 г., в началото на 10-ата горивна кампания на блок 6 на АЕЦ „Козлодуй“ са заредени първите 12 касети от тип ТВС-А. През следващите три години броят на заредените касети от типа ТВС-А в активната зона се увеличава на 60, 103 и 145. На 5-ти енергоблок зареждането на активната зона с касети от този тип започва през 2005 г. с 12-ата горивна кампания на горивото. Тогава са заредени 48 касети от тип ТВС-А. През следващите две години броят на заредените касети от типа ТВС-А в активната зона се увеличава съответно на 91 и 133.

Преходът към новото гориво завършва и на двата блока след презарежданията през 2008 г. В края на четиригодишната горивна кампания е постигната средна дълбочина на изгаряне за касета 42 – 55 MW.d/kgU, а за топлоотделящ елемент максималната стойност е 59 MW.d/kgU [5]. През 2009 г. се преминава към експлоатацията на топлоотделящи елементи с диаметър на централния отвор 1,4 mm (дотогава диаметърът на централния отвор е 1,5 mm).

В проведения симулационен анализ е изследвано влиянието на намаляването на размера на централния отвор на горивната таблетка от 1,5 mm до 1,4 mm върху термомеханичните характеристики на ядреното гориво. Разгледани са изотопният състав на ядреното гориво и

някои от основните параметри като температурата в центъра на горивната таблетка, плътността на топлинния поток по външната граница на горивната таблетка, аксиалната деформация и други. Особено внимание е обърнато на изменението на стойностите на температурата и концентрацията на дялящите се изотопи, за да може да бъде оценено влиянието на промяната върху безопасността и върху възможността за работа при по-дълга кампания на горивото и съответно достигането на по-голяма дълбочина на изгаряне.

За целите на симулационния анализ топлоотделящите елементи са разделени аксиално на десет участъка с еднаква височина, като участък 1 отговаря на най-долната част на топлоотделящия елемент, а участък 10 – на най-горната.

2. Резултати от анализа

2.1. Съдържание на дялящи се изотопи

Съдържанието и съотношението на дялящите се изотопи се изменят непрекъснато в течение на горивната кампания. Ефектът от намаляването на размера на централния отвор се изразява в увеличаването на количеството на първоначално заредените дялящи се ядра на изотопа ^{235}U . В Табл. 1 е показано съдържанието на основните дялящи се изотопи в ядреното гориво в края на четиригодишна горивна кампания за двата разглеждани сценария – с диаметър на централния отвор 1,5 mm и 1,4 mm. Получените резултати показват очаквано и закономерно по-високо ниво на концентрацията на изотопа ^{235}U в края на кампанията при горивните таблетки с по-малък диаметър на централния отвор. Причината е в по-големия обем на горивната таблетка и съответно по-голямото първоначално количество на дялящия се изотоп ^{235}U [4]. По-голямото количество на дялящите се изотопи би позволило удължаване на горивната кампания и съответно постигане на по-големи дълбочини на изгаряне, което определя и тенденцията за преминаване към горивни таблетки с по-малък централен отвор или изобщо без такъв. Показаните в таблицата стойности са за два характерни аксиални участъка – участък 10, който е най-слабо натовареният, и участък 4, който е най-енергонапрегнатият.

Табл. 1. Съдържание на някои изотопи в края на кампанията
($t=29\,970$ часа)

Диаметър на централния отвор, mm	1,5			1,4		
Аксиален участък от ТОЕ	Участък 10	Участък 4	Средна стойност	Участък 10	Участък 4	Средна стойност
Дълбочина на изгаряне, MWd/kgU	19,592	69,226	51,639	19,489	68,862	51,367
Концентрация на ^{235}U , %	2,4194	0,2698	0,8401	2,4277	0,2753	0,8478
Общ дял на плутониевите изотопи, %	0,6959	1,2400	1,1043	0,6934	1,2389	1,1025
Pu-239, %	74,51	48,40	53,85	74,62	48,46	53,93
Pu-240, %	15,64	23,34	22,31	15,59	23,34	22,29
Pu-241, %	8,74	17,7	15,92	8,69	17,27	15,90
Pu-242, %	1,11	10,98	7,92	1,09	10,92	7,87
Делящи се Pu изотопи, %	83,25	65,67	69,77	83,31	65,73	69,83

2.2. Температура на горивната таблетка

Температурата в центъра на горивната таблетка (табл. 2) е една от определящите характеристики на топлотехническата надеждност на активната зона на ядрения реактор [1]. Температурата на топене на окисните горива, използвани в повечето реактори, е от порядъка на 2800°C – стойност, която е много над температурите, достижими при нормални експлоатационни режими. Съществено значение за горивните таблетки обаче има температурният градиент или повишението на температурата от повърхността на горивната таблетка до максималната стойност в нейния център. При намаляването на размера на централния отвор максималната стойност на температурата в центъра на горивната таблетка се увеличава с $6,57^{\circ}\text{C}$ и достига до $1042,18^{\circ}\text{C}$, което е стойност, значително под температурата на топене. Температурният градиент също нараства от $682,72^{\circ}\text{C}$ до $689,27^{\circ}\text{C}$.

3. Заключение

Проведените изследвания на влиянието на размера на централния отвор върху основните характеристики на горивните таблетки дават основание да се приеме, че неговото намаляване от 1,5 mm до 1,4 mm няма да доведе до съществени отрицателни изменения в термомеханичните характеристики на ядреното гориво. Повишаването на температурата в центъра на горивната таблетка ще доведе и до увеличаване на градиента на температурата в радиално направление, но при

изследваната промяна в размера на централния отвор измененията в температурата и нейния градиент са в границите на допустимите.

От друга страна, намаляването на размера на централния отвор позволява достигането на по-голяма дълбочина на изгаряне и съответно по-пълно оползотворяване на дялящите се изотопи, свързано със съответните икономически ползи.

Табл. 2. Температури в центъра и на повърхността на горивната таблетка

	Температура на повърхността на горивната таблетка, °C		Температура в центъра на горивната таблетка, °C	
	1,5	1,4	1,5	1,4
Диаметър на централния отвор, mm				
Участък 1	329,839	329,792	566,673	569,567
Участък 2	334,016	334,042	768,931	774,217
Участък 3	345,852	345,873	951,428	957,778
Участък 4	352,889	352,907	1035,610	1042,180
Участък 5	356,762	356,781	1034,762	1041,331
Участък 6	358,062	358,081	970,583	976,978
Участък 7	356,762	356,784	862,253	868,088
Участък 8	352,861	352,886	730,925	735,716
Участък 9	373,753	373,938	625,664	629,187
Участък 10	400,856	401,084	512,276	514,024
Средна стойност	356,165	356,217	805,910	810,907

ЛИТЕРАТУРА

1. Schubert, A., K. Lassmann, S. Asenov, S. Boneva. (2003). Analysis of Fuel Centre Temperatures with the Transuranus Code, IAEA, 2015.
2. Lassmann, K., A. Schubert, P. Van Uffelen, Cs. Gyori, J. van de Laar. (2006). Transuranus Handbook, Joint Research Centre Institute for Transuranium Elements. European Commission
3. Lavrenyuk P., Molchanov V. L, Ionov V., Nuclear fuel for VVER reactors. Actual state and trends, 2009.

4. Molchanov V. L., Sharikov A. I. JSC „TVEL“, Moscow, Samoilov O. B., Kaidalov V. B., Shishkin A. A., Falkov A. A. OKBM, N. Novgorod, Results of WWER-1000 TVSA operation and tendencies for design development, September 2007.

INNER PELET DIAMETER INFLUENCE ON SOME EXPLOITATIONAL PROPERTIES OF NUCLEAR FUELS

Kalin Filipov, Yoto Georgiev, Kostadin Zashev

*Technical University of Sofia, Faculty of Power Engineering and Power
Machines, Sofia 1000, bul. „Kl. Ohridski“ № 8*

Abstract

This report presents the results of a research on the nuclear fuel for VVER type of reactors. The TBC-A fuel assemblies using in the present-day VVER-1000 reactors are the main object of analyzing. The inner pellet diameter influence over the nuclear fuel parameters are examined. The function of the inner pellet diameter has a crucial contribution both to the temperature fields distribution in the fuel rods and to the running of the mechanical processes along with the average burnout and the building up of the fission products.

Keywords: nuclear fuel, inner pellet diameter, TBC-A, isotopic composition, fuel assembly, gas gap

ХАРДУЕРНА ПЛАТФОРМА ЗА ИЗГРАЖДАНЕ НА 3D ПРИНТЕР

Св. Димитров¹, Вл. Моллов¹, Сл. Любомиров²

*¹ ПУ „Паисий Хилендарски“, Физически факултет,
спец. Телематика, гр. Смолян, ул. „Червена скала“ 7*

*² Технически колеж – Смолян, към ПУ „Паисий Хилендарски“,
Смолян, ул. „Дичо Петров“ 28*

1. Въведение

Темата на настоящия доклад е „Хардуерна платформа за изграждане на 3D принтер“ – работещ модел. Направен е избор на подходящ контролер за управление, конкретизирани са стъпковите мотори, изработен е нагревател на екструдер, подбрани са сензори и драйвери за практическата реализация. Самата идея за създаването на 3D принтер идва от мечтата на всеки един конструктор, който познава магията на трансформирането на една велика идея в материален и полезен обект. Създаване на физически прототип в миналото е било сериозно начинание, изискващо огромни ресурси, за да се създаде само една бройка от даден продукт. Това водило до раздуване на разходите, за да имат възможност самите производители да се докоснат до този предмет, да го почувстват, да го завъртят наляво, надясно, надолу и да погледнат вътре. Те да имат възможност да го тестват, изследват, да направят оценка за самия детайл, дълго време преди продуктът да бъде пуснат на масовия пазар.

Досега, за да бъде създаден физически прототип, производителите е трябвало да ги конструират ръчно или чрез сложна литографска машина. Изразходват се хиляди евро за решаване на този проблем. Разработчиците на успешни продукти преразглеждат всеки малък детайл, докато не се достигне до идеала. Това довежда до увеличаване времето до пускането на производство на детайла, раздуване на инвестицията и ангажиране на работна сила. С помощта на 3D принтера се дава възможност в рамките на няколко часа конструкторите да получат „топлия прототип“ и да разгледат неговите плюсове и минуси.

2. Експеримент

Основната концепция, която бе в основата на цялата разработка, е новаторството в технологична оправна гледна точка на 3D принтирането, а именно:

- подобряване на комуникацията вътре в организацията, разработваща продукта;
- съкращаване времето на конструиране;
- пускане на по-надежден продукт преди конкурентите;
- подобряване на точността;
- недопускане на скъпи грешки;
- пораждање на идеи;
- тласък на иновации и качество.

2.1. Избор на универсален контролер за управление на reprap 3d принтер, изграден на база микроконтролер atmega 1284p

За нуждите на практическата реализация е избран универсален контролер Melzi, версия 2.0, който напълно покрива всички изисквания и критерии, от които се нуждае 3D принтерът, за да работи в нормален режим. Контролерът работи под известната „опен сорс“ платформа „Ардуино“.

Това е среда за хоби роботика и „физикъл компютинг“ проекти, базирани на входно-изходна платка и среда за програмиране, близка до езика Processing/Wiring. Платформата „Ардуино“ се използва за създаване на самостоятелни интерактивни предмети, които си взаимодействат с външни софтуерни програми като Flash, Processing, MaxMSP, PureData. Средата за програмиране също е с отворен код и може да бъде свалена безплатно за операционните системи: Windows, Linux и MacOS. Платформата е разработена в образователна среда, което я прави лесна и много достъпна за разбиране от начинаещи потребители. Програмира се през USB порт, което е полезно, тъй като голяма част от съвременните компютри не притежават сериен порт. Софтуерът и хардуерът са с отворен сорс и всеки може да свали схемите и софтуера и да си направи сам платката, както и да модифицира софтуера по свое виждане.

2.2. Allego A4982 – микростъпково контролно управление

Allego A4982 е универсален микростъпков контролер, управляващ стъпковите мотори. В самия контролер има вградени инструкции, които улесняват процесора и осигуряват допълнителна скорост на трансфера на данните. Модулът е проектиран да управлява биполярни

стъпкови мотори, работещи в пълнен, половин, четвърт, шестнадесет и смесен стъпков режим. Поддържа максимален ток и напрежение за различни типове стъпкови двигатели до 35V и 2A. В самата му архитектура е включен и регулатор, който има способността да работи със смесен тип на стъпков режим. Самият микроконтролер отговаря на изискването да не се получава искра по време на работа на стъпковите мотори, което може да доведе до пожар. Драйверът, който управлява мотора, е изключително улеснен за работа с него. Интерфейсът е изключително популярен, когато се използва за връзване на повече стъпкови мотори, тъй като той обработва голяма част от информацията, докато микропроцесорът в повечето случаи е недостъпен или натоварен. Смесеният тип на работа на контролера води до намаляване на шума, повишаване точността на стъпките и намаляване разсейването на мощността. В микроконтролера има вложена оловна подложка, спомагаща за по-добро охлаждане на чипа.

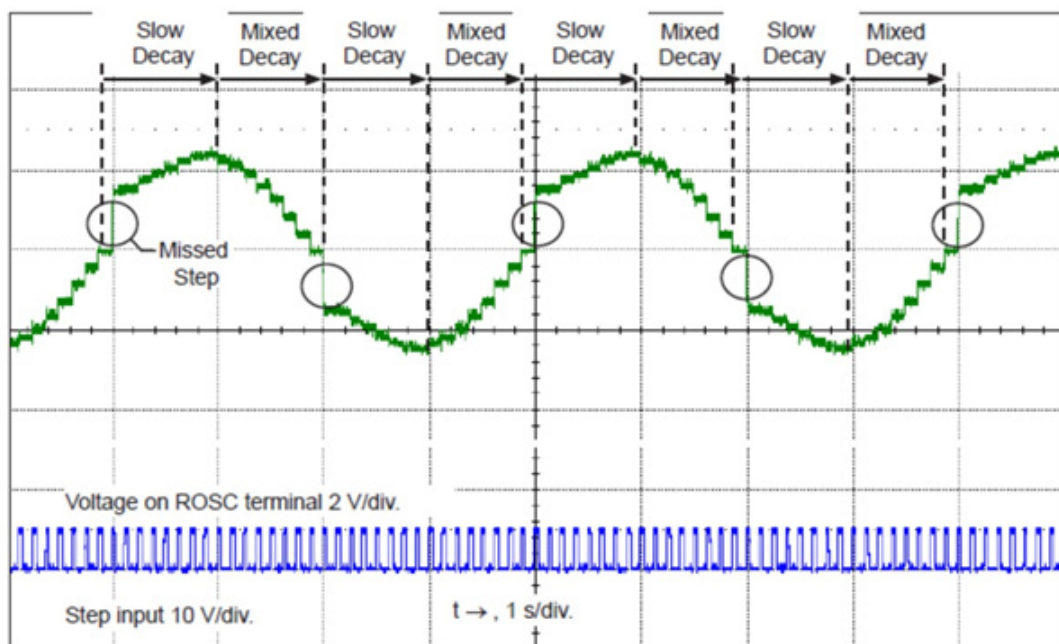
За всяка стъпка, подадена към мотора, се подава ток, който се определя от стойността на външния резистор, референтното напрежение и изходното напрежение, което се контролира от изходите на драйвера. Резолуцията на микростъпката се определя от двата логически входа MS1 и MS2. MS1 има 100 ком съпротивление, а MS2 има 33 ком съпротивление. При промяна режима на работата на стъпката самата промяна ще влезне в сила при следващия нарастващ фронт. Преходът от ниския към високия фронт се контролира от аналого-цифровия преобразувател, докато драйверът задава стойностите на тока към всяка намотка на мотора. Драйверът контролира посоката на въртене на „стъпковото моторче“, като промяната на посоката не влиза в сила, докато няма стъпка на нарастващ фронт. Два входни керамични кондензатора се монтират паралелно и много близо до изходите на контролера. CIN1 е по-малкият кондензатор и той се поставя по-близо до изходите, отколкото CIN2, който е по-големият кондензатор. Това е необходимо, тъй като кондензаторът ще е отговорен за доставяне на високочестотните импулси към компонентите на модула.

Когато самото устройство се рестартира поради техническа причина или подаване на свръхнапрежение, драйверът е настроен да приема стойностите на изходното положение, което е стандартно за всички видове режими на работа. При режим на рестартиране всички подадени входни и изходни инструкции към контролера се спират и нулират. Ако проводниците са подадени на късо или грешно заземени, архитектурата на контролера позволява да се предотврати претоварване на схемата и защитава чипа от изгаряне. В случай че имаме късо към двата изхода,

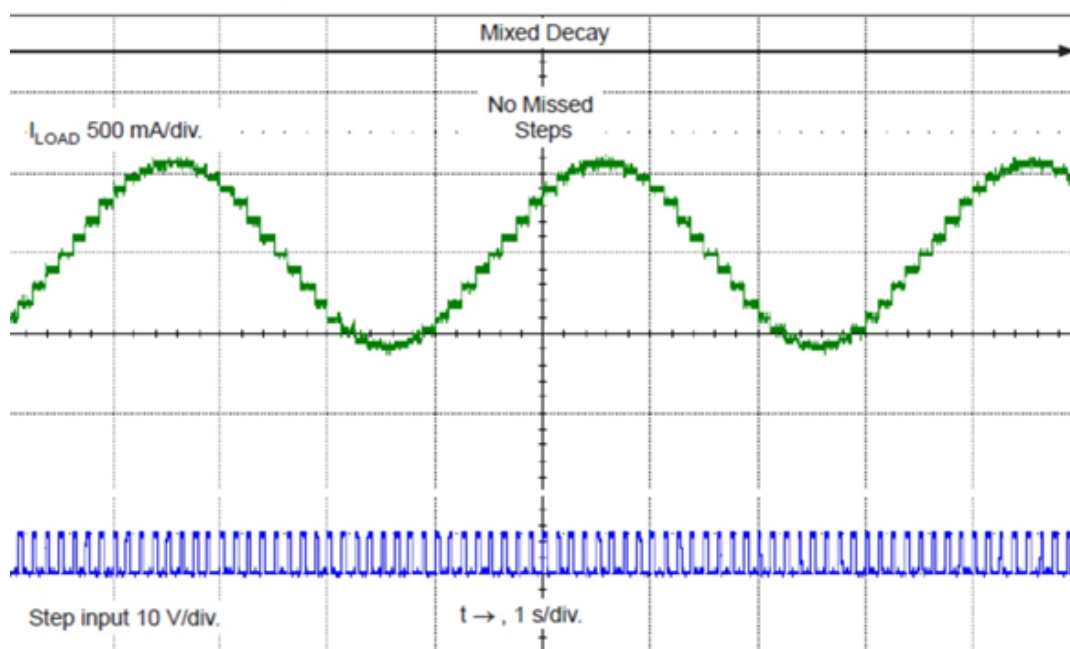
целият ток се препраща към резистора. След една микросекунда изминало време процедурата се повтаря, а след няколко повторения към контролера се подава сигнал, че има късо в схемата.

В случай на повреда, прегряване (покачване на температурата) или подаване на ниско напрежение изходите на микроконтролера са деактивирани, докато повредата не бъде отстранена. За да се намали консумацията на енергия, когато стъпковият мотор не е в режим на работа, микроконтролерът прекъсва голяма част от вътрешните вериги и поставя системата в режим на заспиване. При излизане от режим заспиване е нужно една микросекунда време, за да премине контролерът в работен режим.

Най-ефективният режим на работа е смесеният, когато всички режими са синхронизирани и смесени по такъв начин от контролера, че да се позволи максимална точност на стъпковия мотор. В повечето случаи, когато се превключи от един режим на работа в друг, например от пълен режим на четвърт режим, няколко стъпки на самия мотор се прескачат, а това води до неточност в хода на мотора. Чрез специален джъмпер може да се настрои контролера да работи на 100% смесен режим или на смесен режим само когато е подаден от драйвера. На фиг. 2 и 3 се разглеждат два различни режима на работа: преход от бавен (единичен) към смесен режим и смесен режим на работа. На фиг. 2 ясно се вижда как при самия преход от бавен към смесен режим се пропуска една стъпка от работата на стъпковия мотор.



Фиг. 2. Превключване от единичен към смесен режим



Фиг. 3. Работа в смесен режим

При фиг. 3 ясно е очертана перфектната работа на смесения тип на работа.

3. Заключение

3D принтирането е очевидна технология на бъдещето. Тя допуска до себе си както и най-големите професионалисти, така и най-обикновения потребител. Тази концепция е пътят към все повече навлизащата глобализация на технологиите, която е добре дошла за малкия потребител. Като заключение сме посочили част от двете страни на 3D принтирането, а именно:

Положителни страни на 3D принтерите:

- Бързо прототипиране;
- Екологичен ефект при използване на рециклирани материали;
- Пробив в медицината;
- Достъпна цена при разпечатване на резервни части;
- Положителен ефект за космическите програми.

Отрицателни страни на 3D принтерите:

- Нарушенията на законите за авторските права ще се увеличат;
- Недобронамерени хора ще могат да създават оръжия, с които да предизвикват хаос или да нараняват други хора;
- Трудно достъпен софтуер за дизайна на самите елементи;

- Качеството на разпечатан елемент е сравнително по-малко от този, който е произведен от завода производител.

ЛИТЕРАТУРА

1. Атанасов, А. Ръководство за упражнения по микропроцесорна техника, София, 2012.
2. Тянев, Д., Жейнов Ж. Микропроцесорна техника и програмиране на асемблер, Технически университет Варна, 2012.
3. Atmega 1284P 8-bit Microcontroller with 128K Bytes In-System Programmable Flash, <http://www.atmel.com/images/doc8059.pdf>
4. A4982 DMOS Microstepping Driver with Translator And Overcurrent Protection, www.allegromicro.com/~media/Files/Datasheets/A4982-Datasheet.ashx
5. Wantai Mini Stepper Product Specifications, http://www.phidgets.com/documentation/Phidgets/3303_0_Datasheet.pdf
6. RepRap world society, <http://www.reprap.org>

BUILDING 3D PRINTER HARDWARE PLATFORM

S. Dimitrov¹, V. Mollov¹, S. Lyubomirov²

¹*Faculty of Physics, PU „Paisii Hilendarski“ Plovdiv*

²*Technical College by Plovdiv University „Paisii Hilendarski“, 4700 Smolyan*

Abstract

The theme of this report is „building 3D printer hardware platform“– with working model. The idea of creating 3D printer comes from the dream of every designer, who knows what the magic of transforming is a great idea into a useful object. Creating a physical prototype in the past was a serious undertaking requiring enormous resources to create only one piece of a product. This leads to an overrun of the cost, enabling producers themselves to touch this subject, to feel it, to turn it to the left, right, down and look inside. They have the opportunity to test, explore, for itself detail, long time before the product is placed on the mass market.

Until now, to create a physical prototype, manufacturers had to construct them manually or through a complex lithographic machine. Thousands of euros are being spent for solving this problem. The

developers of successful products reviewed every little detail until they reached the ideal. This led to the increase in time of launching production of the piece, abdominal investment and engagement of workforce. Using a 3D printer allows to get the constructors warm prototype and examine its pros and cons within a few hours.

ХАРДУЕРНА ПЛАТФОРМА ЗА ИЗГРАЖДАНЕ НА СИГНАЛНО-ОХРАНИТЕЛНА СИСТЕМА

Л. Карамитев¹, А. Четрафилов¹, С. Любомиров²

*¹ПУ „Паисий Хилендарски“, Физически факултет, Смолян,
ул. „Дичо Петров“ 28*

*²Технически колеж – Смолян към ПУ „Паисий Хилендарски“,
Смолян, ул. „Дичо Петров“ 28*

1. Въведение

Темата на настоящия доклад е „Хардуерна платформа за изграждане на сигнално-охранителна система“.

Живеем в иновативно общество, в което технологиите съпътстват всеки аспект от нашето ежедневие. За да постигнем ефективна защита, ни е необходима система, която да съчетава бързо известяване при нежелано проникване в обекта или възникване на рискови условия с възможност за управление от всяка отдалечена точка.

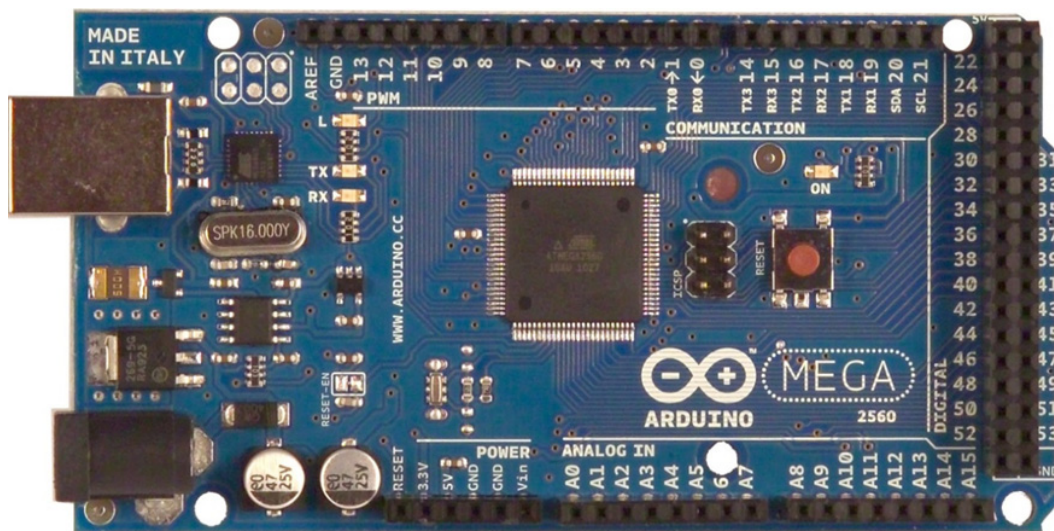
Сигнално-охранителната система, която сме конструирали, работи на базата на съвременен микроконтролер с възможности за управление на широка гама от сензори, адекватно разграничаване и отделяне на сигналите им и своевременно комуникация с потребителя чрез GSM модул.

Системата се различава от съществуващите такива по възможността да бъде индивидуално конструирана точно за нуждите на отделен потребител. Това я прави ефективна както за охрана на дома и вилата, така и за по-специализирани помещения, изискващи оптимални условия за работа и съхранение.

Софтуерът, който управлява системата, е от високо ниво и с отворен код за разлика от аналогичните на нея апарати. Така управлението и препрограмирането са в зависимост от индивидуалните изисквания, при което се осъществяват лесно и бързо.

2. Експеримент

За да бъде реализирано поставеното задание, бе избран микроконтролер ATmega2560 на производителя Atmel.



Фиг. 1. Развойна платка Arduino MEGA 2560

Описание на модула за комуникация

При реализацията на хардуерната платформа за изграждането на сигнално-охранителната система се избира модул за комуникация на системата с потребителя, който носи наименованието GSM/GPRS Shield – EFCOM (фиг. 2). Той позволява комуникация на Ардино микроконтролерните платки с GSM мрежата. С помощта му могат да се получават/изпращат съобщения (SMS), приемат/предават обаждания, да се осъществява връзка с интернет през GPRS мрежа и др.



Фиг. 2. Модул за комуникация EFCOM

Изграден е с QUAD-Band 850/ 900/ 1800/ 1900 MHz GSM/GPRS модул SIM900. Има слот за SIM карта, три бутона, конектори за връзка с Ардуино, светодиоди за индикиране статуса на модула, конектор за антена и два RCA куплунга за включване на слушалки и микрофон. Бутоните служат за вкл/изкл (S_PWR), рестартиране на GSM модула (S_RST) и рестартиране на Ардуино платката (RST), върху която е монтиран.

Към цифровите D5 и D6 на Ардуино са изведени портовете за rst и pwr на GSM модула, с цел вкл/изкл и рестартирането на модула да се контролират от Ардуино, а не само от бутоните.

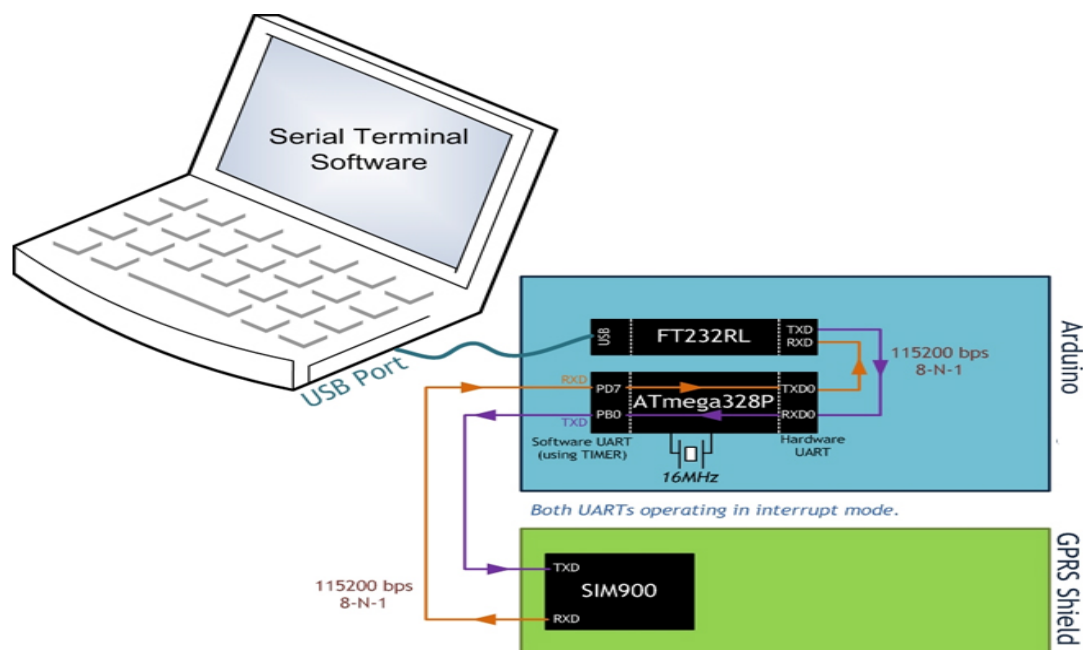
GSM/GPRS модулт се управлява и конфигурира по сериен UART интерфейс чрез използване на AT команди. Има джъмperi за определяне на серийната комуникация с Ардуино – хардуерна D0/D1 или софтуерна D2/D3 (по подразбиране).

Shield-EFCom е съвместим с Ардуино библиотеката – GSM Shield Library – на Open Electronics, която е разработена за SIM900 модули, но за SMS и обаждания може да работи, и с официалната библиотеката на Ардуино – GSM library – служеща за управление на Arduino GSM Shield. При използване на Shield-EFCom за връзка с интернет е необходимо да се работи с първата библиотека – GSM Shield Library. В останалите случаи – SMS и/или обаждания – не е от значение коя от двете библиотеки ще се използва. На фиг. 3 е показана принципна схема за комуникация между компютър, развойната платка и модула за комуникация. След въвеждането на необходимия софтуер в микроконтролера Atmega 2560 се управлява подаването на команди и не е необходима връзка с компютър.

Сигнално-охранителната система, която сме конструирали, дава възможност както за охрана на обект от взлом или неоторизиран достъп, така и за известяване при настъпване на нежелани условия в охраняваните зони. Такива условия могат да бъдат пожар, промяна в микроклимата на помещението (температура, влажност, налягане, микровълново лъчение, електромагнитно лъчение, вибрации, шум). Конфигурацията зависи единствено от нуждите на потребителя. Конструиранията от нас система е един от множеството възможни варианти.

Управляващият блок на сигнално-охранителната система, която сме конструирали, се състои от: захранващ блок, развойна платка Arduino MEGA 2560 и комуникационен модул GSM/GPRS EFCom. Към него са свързани използваните от нас датчици и сензори. Това са пасивният инфрачервен сензор DSC LC-100-PI, акустичният сензор

DSC DG-50AU, вибрационният сензор DSC SS-102, магнитно-контактен сензор и температурен сензор.



Фиг. 3. Връзка на GSM/GPRS Shield – ECom с Arduino и компютър

Системата притежава два захранващи блока. Този на 9 V DC захранва микроконтролера и модула за комуникация, а този на 12 V DC захранва част от сензорите. Разделянето на два отделни блока има и друго немаловажно значение за антисаботажната зона, за която ще споменем по-нататък.

3. Заключение

Проведоха се тестове на системата в сградата на Технически колеж – Смолян. Тя показва стабилна работа, бърза реакция при възникнали събития и своевременно комуникация с потребителя.

Благодарение на мощния си микроконтролер и модула за комуникация, който ни осигурява контрол от всяка точка, системата предлага възможност за добавяне на множество допълнителни функции. Такива могат да бъдат управление на релета, задействащи гаражни врати, електронни брави, включване и изключване от разстояние на електроуреди, рестартиране на апаратура и т.н.

Системата е гъвкава, тъй като работи както с използваните досега в подобни системи сензори, така и с богат набор от по-специализирани.

Тя е лесна за конфигуриране с компютър през USB порта си. Софтуерът ѝ може да се преконфигурира основно, да се добавят или

премахват функции. Използваните в момента системи за сигурност се настройват чрез кодови комбинации от цифрова клавиатура и можем да използваме само предварително зададени параметри на системата.

ЛИТЕРАТУРА

1. Токмаков, Д. Микропроцесори и микроконтролери, Пловдив, 2012.
2. <http://erelement.com/arduino-mega-2560>
3. <http://www.atmel.com/devices/atmega2560.aspx>
4. <http://erelement.com/GSM-GPRS-Shield-EFCom>

HARDWARE PLATFORM FOR BUILDING SECURITY SYSTEM

L. Karamitev¹, A. Chetrafilov¹, S. Lyubomirov²

¹ *Faculty of Physics, PU „Paisii Hilendarski“, Plovdiv*

² *Technical College by Plovdiv University „Paisii Hilendarski“, 4700 Smolyan*

Abstract

The subject of that report is „Hardware platform for building security system“. We live in an innovative society, where the technology takes place in every aspect of our day life. In order to achieve effective protection we need a system that combines fast notification whenever unwelcome entry either hazard conditions with the ability to be managed from any remote location.

The security alarm system that we've built operates on the basis of modern microcontroller capable of managing a wide range of sensors, adequate differentiation and separation of their signals as well as timely communication with the user via GSM module.

The difference between ours and the existing ones lies in its ability to be individually designed to fit every user requirements. That exactly makes it effective as your home guard as well as more specific areas requiring optimum handling and storage conditions.

The software that controls the system is a high-level one and unlike any analogic device benefits from its open code. This way the management and the reprogramming depend on the individual requirements, which can be carried out easily and quickly.

КОНСТРУКТИВНО-ТЕХНОЛОГИЧНИ ОСОБЕНОСТИ НА СТЕНД ЗА ИЗСЛЕДВАНЕ НА АВТОМОБИЛНИ ПРОМЕНЛИВОТОКОВИ ГЕНЕРАТОРИ

Ал. Кесеруан¹, Сл. Божков², К. Киранов³

¹ *Технически колеж – Смолян при ПУ „П. Хилендарски“,
4700 Смолян, ул. „Дичо Петров“ 28*

² *Катедра „Машиностроене и транспорт“, Технически колеж – Смолян
при ПУ „П. Хилендарски“, 4700 Смолян, ул. „Дичо Петров“ 28*

³ *Катедра „Електроенергетика и комуникации“, Технически колеж –
Смолян при ПУ „П. Хилендарски“, 4700 Смолян, ул. „Дичо Петров“ 28*

1. Въведение

Необходимостта от лабораторни упражнения винаги е съпътствала обективно процеса на обучение по различните дисциплини по инженерните специалности. Много често чрез конкретното упражнение по дадена учебна дисциплина се пресъздава процес, протичащ в реални условия в енергетиката, стопанството, транспорта и бита. Тук се снемат основните параметри и характеристики и се дава представа за развитието и изменението на електрическите и неелектрическите величини, съпътстващи процеса. Това е много важно за обучението на студентите, които по този начин добиват представа за реално протичащите процеси в съответната област и в тяхната бъдеща инженерна реализация.

Във всички моторни превозни средства и някои производствени агрегати са намерили широко приложение синхронните генератори с ноктообразна форма на полюсите на ротора. Те се характеризират с просто устройство, сигурност в работата си и относително висока специфична електромагнитна мощност за своите габарити.

В настоящия доклад се разглеждат тенденциите и проблематиката относно развитието, ремонта и изследването на работата на автомобилните генератори.

2. Експеримент

Конструкцията и възможностите на стенда за изпитване на автомобилни променливотокови генератори позволява снемането на основните параметри на двата типа автомобилни генератори – с независимо възбуждане и със самовъзбуждане.

Основните параметри на генераторите са посочени в табл. 1:

Табл. 1. Параметри на автомобилни променливотокови генератори

<i>N</i>	<i>ТИП ГЕНЕРАТОР</i>	<i>ПАРАМЕТЪР</i>	<i>ЕДИНИЦА</i>	<i>СТОЙНОСТ</i>
1	С независимо възбуждане	P_H	W	250 – 600
		U_H	V	12 – 28
		I_H	A	20 – 55
		I_B	A	0,5 – 4,5
		n	min	500 – 7000
2	Със самовъзбуждане	P_H	W	350 – 2500
		U_H	V	12 – 28
		I_H	A	30 – 100
		n	min	500 – 7000

Стендът се задвижва от трифазен асинхронен двигател с накъсо съединен ротор с $P_H = 1,1$ kW. Регулирането на честотата на въртене е плавно и се осъществява от честотен инвертор. Задвижващият двигател е с комбинирана ремъчна шайба за трапецовиден и многоканален пистов ремък. Това прави възможно изследването на генератори с ремъчни шайби и за двата типа ремъци.

Задвижващият двигател притежава пускова, защитна и комутационна апаратура. Захранването е от мрежата ~230 V 50 Hz.

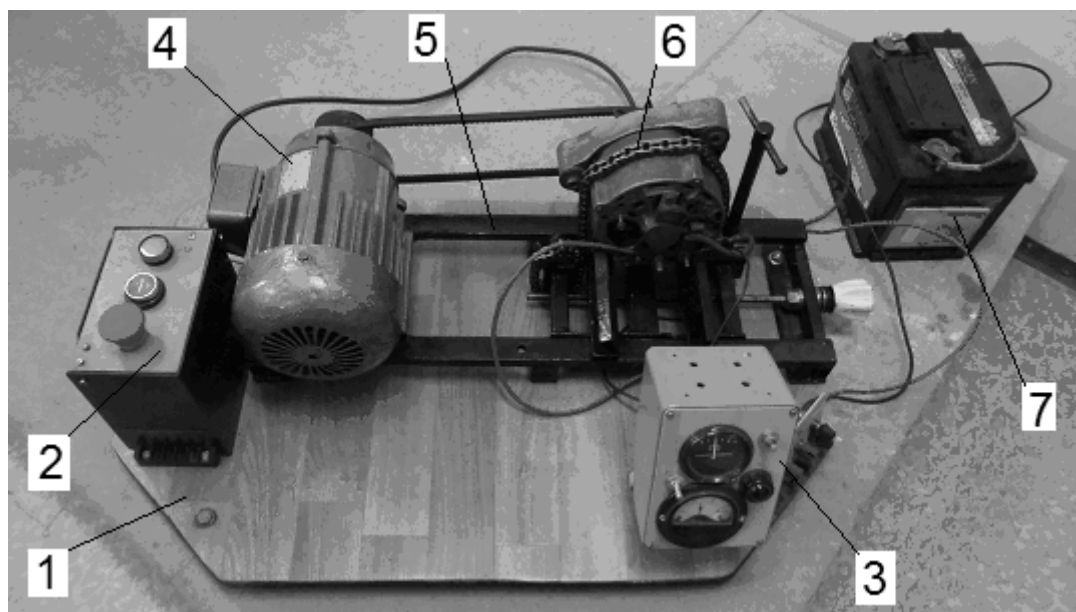
Предавателното отношение на ремъчната предавка е 2:1, което осигурява максимална честота на въртене на вала на генератора 6500 min^{-1} .

Изпитваният генератор се закрепва посредством двузвенна верига в каретката на стенда. Тя може да се движи по надлъжната му ос, като с това се осигурява едновременно и обтягането на ремъка. Чрез фиксирането на генератора в каретката се осъществява съосност на ремъчните шайби на двигателя и генератора.

3. Опитни резултати и анализ

3.1. Конструктивни особености

Конструкцията на стенда е показана на фиг. 1.



Фиг. 1. Общ вид на стенд за изследване на автомобилни променливотокови генератори: 1 – основа; 2 – пулт за управление; 3 – контролно табло; 4 – електродвигател; 5 – стойка; 6 – изследван генератор; 7 – акумулаторна батерия

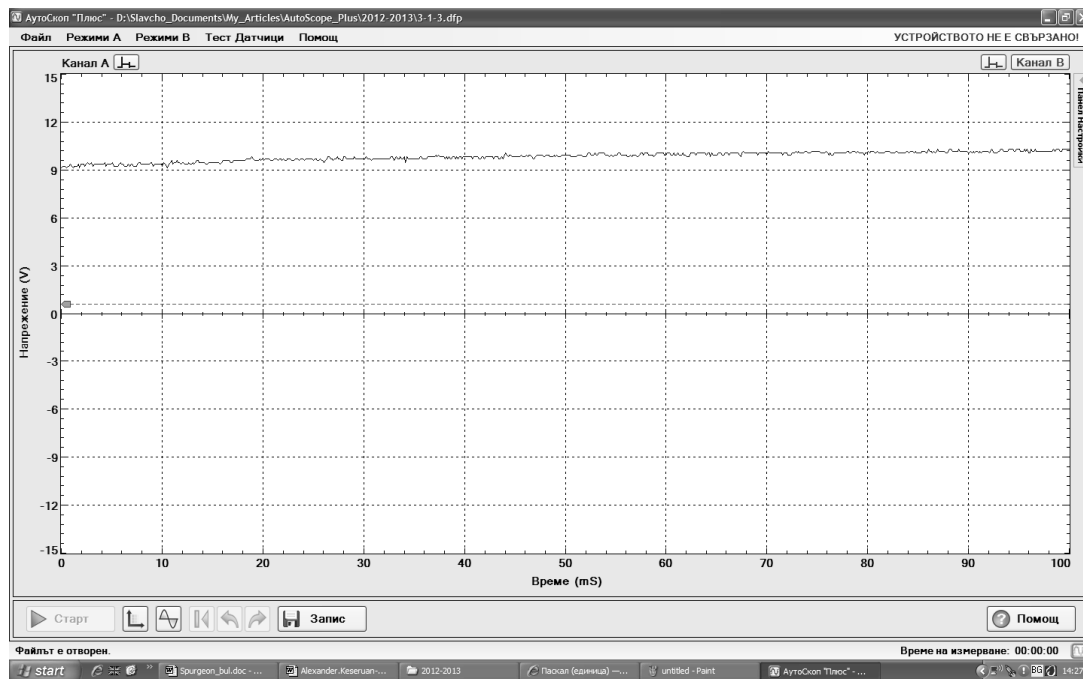
Стендът притежава измервателна колонка, съдържаща амперметър и волтметър. Тя се присъединява към силовата верига на изпитвания генератор и служи за снемане на външната му характеристика $U_n = f(I_n)$. За симулиране на работата в автомобила е предвидена контролна лампа на заряда с режим на работа при акумулаторни батерии 12 и 24 V. Предвидено е включване на външен акумулатор 12 V или два такива последователно, ако се изпитва 24 V генератор. На лабораторни гнездови съединители (букси) са изведени изводите за включване на товарния резистор, акумулатора и контролната лампа за заряда на акумулатора.

За снемането на характеристиката на празен ход при изпитване на генератори с независимо възбуждане са предвидени външен реле-регулатор и регулируем токоизправител.

3.2. Технологични възможности

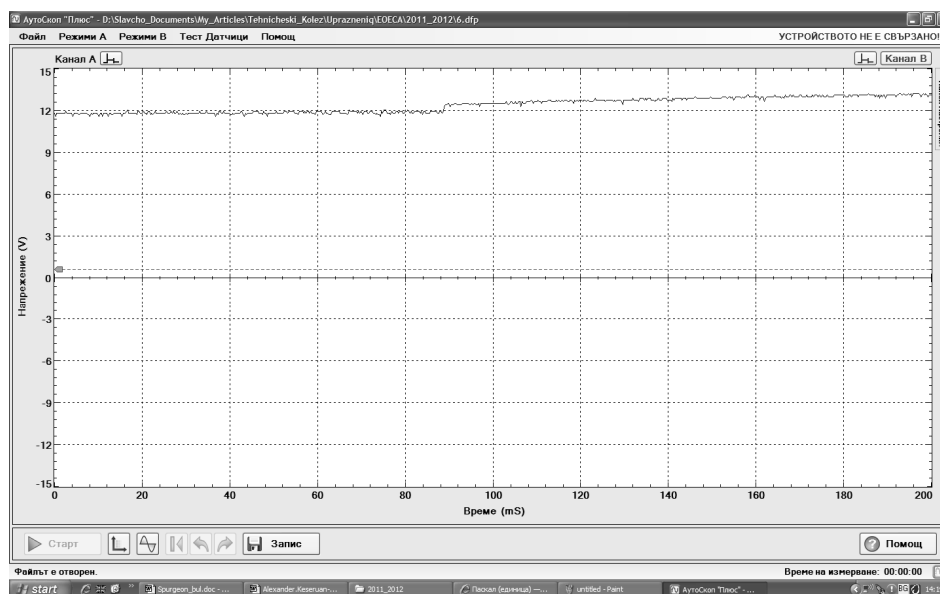
С помощта на конструирания стенд могат да се снемат основни параметри на автомобилните променливотокови генератори, описани в табл. 1. Също така с помощта на автомобилен осцилоскоп могат да бъдат изследвани формата на тока, напрежението на генератора и работата на регулатора на напрежение.

На фиг. 1 е показана осцилограма на напрежението на генератора при неговото развъртане до достигане на номинална честота на въртене.



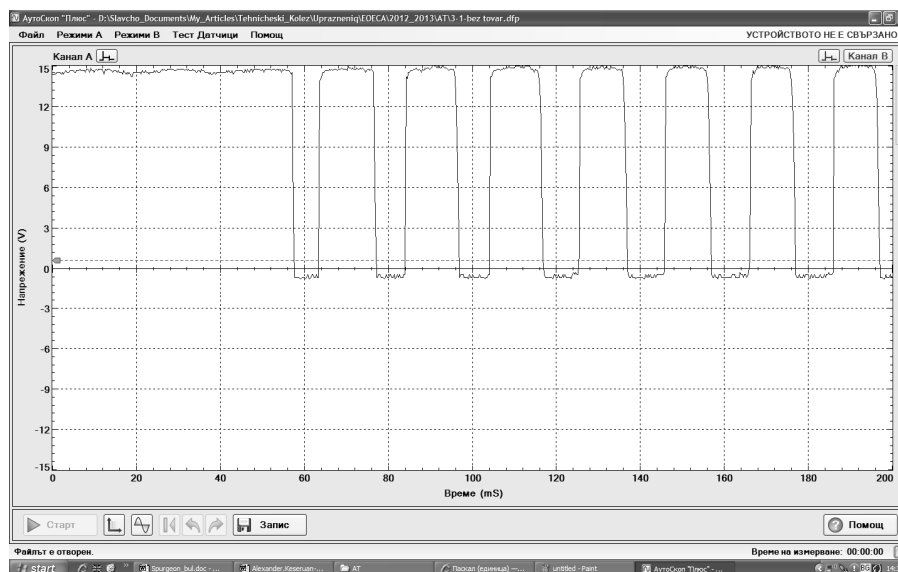
Фиг. 2. Осцилограма на напрежението при развъртане на автомобилен променливотоков генератор

След развъртане на генератора до номиналната му честота на въртене се наблюдава достигане на номиналното напрежение. При увеличаване на честотата на въртене напрежението продължава да се увеличава, при което се задейства регулаторът на напрежение (фиг. 3), който стабилизира напрежението в зададените граници.



Фиг. 3. Осцилограма на напрежението при задействане на регулатора

Работата на регулатора на напрежение е представена на фиг. 4. По формата на сигнала може да се направи оценка за правилното действие и техническо състояние на регулатора на напрежение.



Фиг. 4. Осцилограма на работата на регулатора на напрежение

4. Заключение

Направеното проектиране и проведенят анализ позволяват да формулираме следните основни заключения:

1. Конструкцията на изработения стенд за изследване на автомобилни променливотокови генератори позволява към него да се включват широка гама измервателни уреди и електрически устройства, необходими за снемане на параметрите на генератори с U_n от 6 до 24 V.

2. Технологичните възможности на стенда осигуряват провеждането на лабораторни упражнения при спазване изискванията по техника на безопасност.

ЛИТЕРАТУРА

1. Славчо Божков, Пенко Божков, Огнян Сливаров, Кирил Киранов. Ръководство за лабораторни упражнения по електрообзавеждане на автомобилната техника. Национално дружество на електроинженерите в транспорта. ISBN 978-954-8767-40-8, Смолян, 2012.
2. Любен Илиев, Борислав Трайков. Електрообзавеждане на автомобили, трактори и кари. Техника, 1989.
3. Венцислав Динов. Електрически машини. Техника, 1986.

CONSTRUCTIONAL AND TECHNOLOGICAL FEATURES OF THE EQUIPMENT FOR TESTING THE AUTOMOBILE ALTERNATORS

A. Keseruan¹, S. Bozhkov², K. Kiranov³

*¹Technical College – Smolyan at PU „P. Hylendarski“
4700 Smolyan, 28 Dicho Petrov str*

*²Department of Machine Engineering and Transport, Technical College –
Smolyan at PU „P. Hylendarski“ 4700 Smolyan, 28 Dicho Petrov str*

*³Department of Electro-Energetic and Communications, Technical College –
Smolyan at PU „P. Hylendarski“ 4700 Smolyan, 28 Dicho Petrov str*

Abstract

In all the motor vehicles and some aggregates are integrated the synchronous generators i.e alternators. They are characterized with the simple design, reliability, high performance and output and small sizes.

The article renders the trends and the features about testing, servicing and development of the automobile alternators.

ПРОЕКТНО-БАЗИРАН ЕЛЕКТРОНЕН КУРС „ПРОГРАМИРАНЕ НА МИКРОКОНТРОЛЕРИ В СРЕДА НА АРДУИНО“

В. Начев, Д. Токмаков

Физически факултет, ПУ „Паисий Хилендарски“

1. Въведение

Проектно-базираното обучение е образователен подход, при който фокусът на обучението се премества от преподавателя към обучавания. Обучаваният се мотивира да провежда собствено изследване на представения проблем, използвайки предоставените му от проектанта на курса образователни инструменти, както и всяка друга информация, и образователно съдържание, които ще му помогнат да оформи заданието си [1]. Резултатът от изпълнението на конкретната задача е оформено задание, инженерен проект, презентация и е фокусирано върху изработването и оформянето на краен продукт.

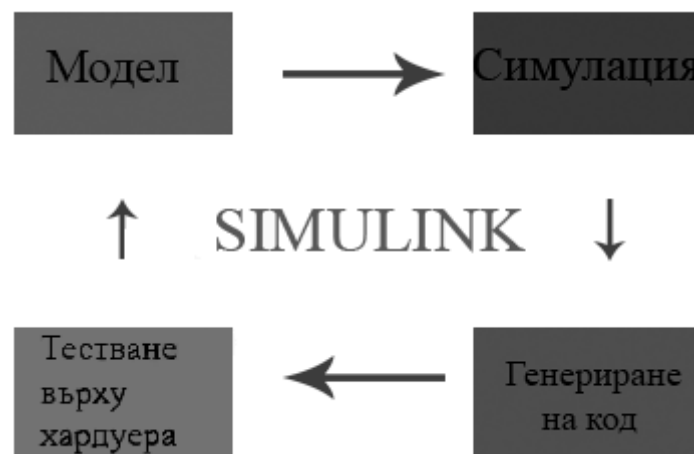
Методът на проектно-базираното обучение дава много добри резултати, когато е приложен в обучението на студенти от инженерни специалности. Използването на проектно-базирано обучение е залегнало като основен образователен подход в разпределената електронна среда за обучение DIPSEIL (<http://env.dipseil.net/v3>) на Физическия факултет на Пловдивския университет „Паисий Хилендарски“.

В разпределената електронна среда за обучение DIPSEIL образователното съдържание по дадена учебна дисциплина се разделя на определен брой модули, като за всеки модул се дефинира задача за изпълнение, върху която студентът трябва да работи за период от една или две седмици. Задачата за изпълнение трябва да бъде така подбрана, че да обхваща в себе си всички необходими теоретични постановки, знания и умения, които студентите трябва да придобият, изучавайки конкретния модул. Освен задачата за изпълнение, концептуалният модел на DIPSEIL [2] въвежда и определени образователни (учебни) инструменти, които да бъдат в помощ на студентите при изпълнението на конкретната задача: task specific training (обучаваща част – специал-

но разработена за конкретната задача), instructions how to perform (специфични съвети за изпълнението на дадената задача), reference information (справочната или допълнителна информация интегрира всички видове учебни материали – литература, примери, web-връзки, съвети, инструменти за подпомагане, предишни знания), expert advises (съвети от експерти в областта за справяне с конкретната задача), софтуерни продукти, необходими за изпълнението на дадена задача.

Друг подход за проектно-базирано обучение в инженерното образование е използването на модели за решаването на конкретни инженерни задачи, проекти и конструиране на технически продукти.

За използването на формално моделиране на процеси в сферата на вградени микропроцесорни системи се използва продуктът Simulink от софтуерния пакет Matlab. Simulink предоставя средства за моделиране на процеси от областта на мехатрониката, проектирането на микропроцесорни схеми и устройства, роботиката, програмирането и проектирането на електронни системи за управление. За целта Simulink поддържа определен брой хардуерни платформи – Arduino, Beagle Board, Raspberry Pi, Lego NXT и др. Основните етапи при използването на моделиране за проектно-базирано обучение в областта на програмиране на микроконтролери в среда на Ардуино чрез системата Simulink са показани на фиг. 1.



Фиг. 1. Използване на Simulink за програмиране на Arduino микроконтролери

Основните етапи при прилагането на този подход са: моделиране на процеса, симулация, автоматично генериране на код за платформата Arduino, тест и изпълнение на програмата на конкретна хардуерна платка.

Прилагането на проектно-базирано обучение ведно с използването на модели за решаването на конкретни инженерни проекти в сферата на вградените микропроцесорни системи дава възможност на студентите да се съсредоточат върху специфичните проблеми, процеси и явления при решаването на дадена инженерна задача, да моделират процесите и явленията в системата, да симулират готовия модел и ако всичко работи добре на ниво модел и симулация, автоматично да генерират код за платформата Ардуино и да изпълнят кода върху конкретна хардуерна платка.

2. Структура и представяне на проектно-базиран курс

„Програмиране на микроконтролери в среда на Ардуино“

Курсът е проектиран и създаден специално за електронната среда за обучение DIPSEIL на Физически факултет при ПУ „Паисий Хилендарски“. За създаването на този курс се използва концептуалният модел на DIPSEIL и се извършват следните стъпки:

1. В рамките на курса на обучение да се проектират и създадат 10 задания за изпълнение от студентите, които да удовлетворяват обема на учебната програма.

2. Да се организира практическа реализация на лабораторните експерименти с реални макети Arduino и съответните елементи – дисплеи, сензори, клавиатури, сервомотори и др.

3. За всяко задание за изпълнение да се създадат съответни образователни инструменти: task description (описание на задачата), task specific training (обучителни материали за тази задача), instructions how to perform (инструкции за справяне със задачата), reference information (справочни материали за съответната задача). Освен класическите примери за програмиране на микроконтролерите чрез езика Processing, там, където е приложимо, е даден и модел за Simulink, инструкции за симулация на модела, автоматично генериране на код и изпълнението му върху целевата платка – Arduino Uno или Arduino Mega.

Темите, които се разглеждат в курса, са:

1. Изучаване на основната среда за разработване Arduino: видове микроконтролери и платки допълнения (shields) и интегрираната среда за програмиране.

2. Запознаване с езика на програмиране, структури, конструктори, операции.

3. Запознаване с цифрови „вход“ и „изход“ и аналогови „вход“ и „изход“. Разглеждане интегрирания аналогово-цифров преобразувател.

4. Запознаване с принципа на действие на буквено-цифров LCD дисплей и управляването му, като се използва микроконтролерът Arduino.

5. Запознаване с различните начини за измерване на температура, с принципа на действие и начина на интерфейс на различни видове сензори и на изписването на техните резултати.

6. Разглеждане на методи за измерване на разстояние.

7. Запознаване с графични LCD дисплеи и със серийните интерфейси I2C и SPI.

8. Запознаване с безжични комуникации между два Arduino контролери, като се използват радио интерфейси.

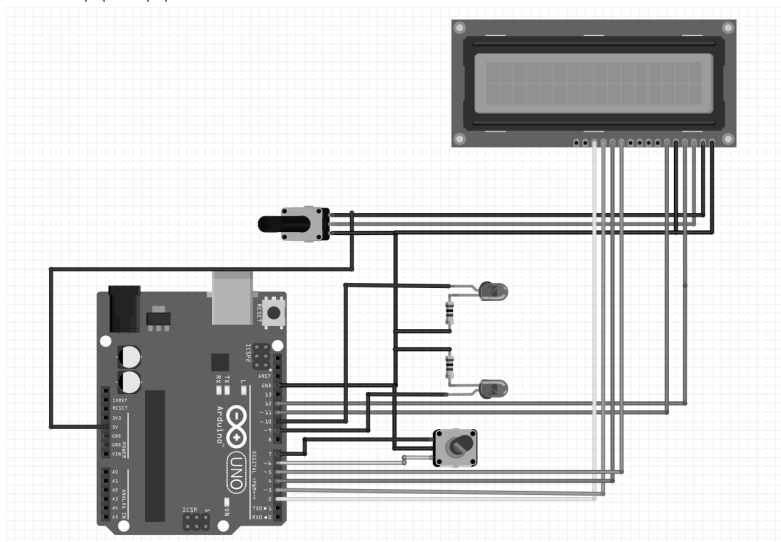
9. Запознаване със сервомотори. Видове, принцип на работа и начин за интерфейс между мотора и контролера.

10. Запознаване с допълващата платка Ethernet shield и използването на Arduino контролера в среда „мрежа“.

3. Модул 4 – Буквено-цифрови LCD дисплеи. Интерфейс между Arduino и 20x4 LCD дисплей. Ротари енкодер:

Задача за изпълнение (task description):

Да се състави програма, при която с помощта на ротари енкодер се придвижваме между 2 менюта LED1 и LED 2 и на всяко от менютата светва светодиод LED1 или LED2.

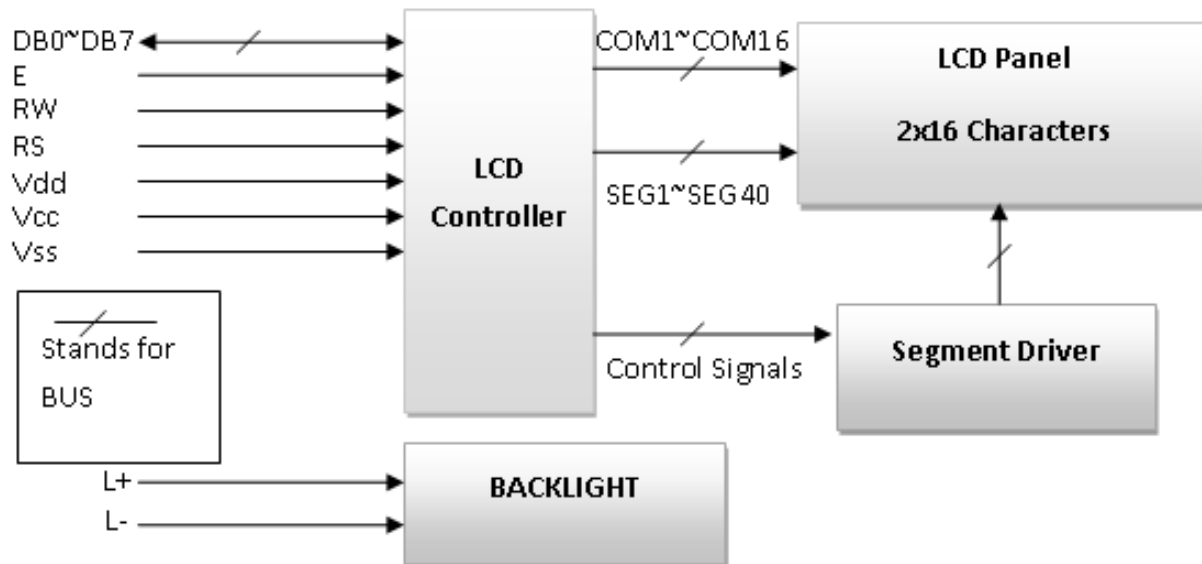


Фиг. 2. Схема на свързване на LCD, ротари енкодер и Arduino Uno

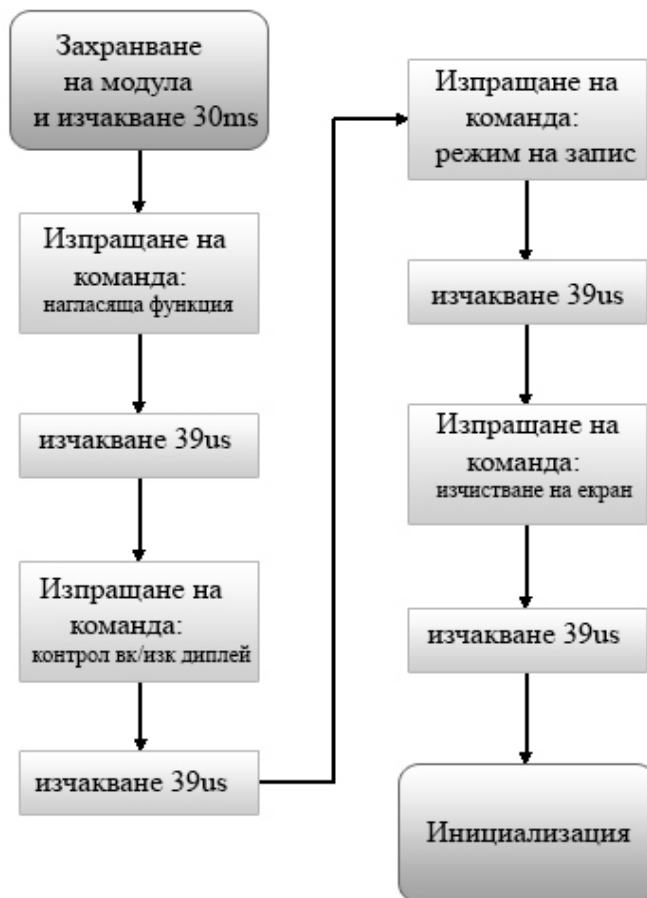
В обучителните материали за тази задача (task specific training) се разглеждат:

– Елементите, изграждащи LCD дисплея (фиг. 1).

- Електронните команди за контролиране на LCD дисплея (фиг. 2).
- Принципът на работа на ротари енкодер.
- Разглеждане на библиотеките за дадените елементи.



Фиг. 3. LCD блок-диаграма



Фиг. 4. Блокова схема на нициализацията на Hitachi HD44780

В образователния инструмент инструкции за справяне с конкретната задача (instructions how to perform) са дадени примерни програми за работа с ротарен еncoder, LCD дисплей и организиране на менюта.

Използват се вече разгледаните библиотеки (Liquid Crystal и Encoder) и персонализиран блок за Simulink.

Разглеждат се примерите с код на Processing и модел на Simulink, дадени със задачата на показани на фиг. 5 и изходния код на примерната програма.

Студентите използват макетите да създадат програмата, дадена им в задачата и по двата начина на програмиране – класически чрез код на Processing и чрез модел на Simulink.

Примерна програма на Processing:

```
// Добавяме библиотеката
#include <LiquidCrystal.h>
// Стартираме библиотеката и нагласяме пиновете
LiquidCrystal lcd(12, 11, 5, 4, 3, 2);
long randomNumber;
void setup() {
  // нагласяме Lcd редовете и колоните
  lcd.begin(16, 2);
  // Инициализираме генератора на произволни числа
  randomSeed(analogRead(0));
}
void loop() {
  lcd.clear();//изчистваме дисплея
  randomNumber = random(300);//генерираме число от 0 до 300
  lcd.print(randomNumber); // Изписваме генерираното число
}

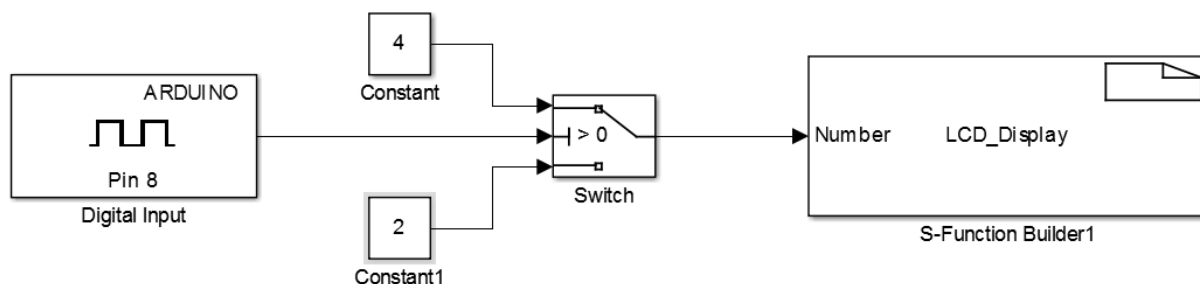
#include <Encoder.h>
//Добавяне на библиотеката
Encoder knob(5, 6); //задаваме пиновете, използвани за еncодера
//като се избягват

void setup() {
  Serial.begin(9600);//Инициализираме серийната връзка
}
long position = -999;//дефиниране на променлива за позиция
void loop() {
```

```

long newdir;//дефиниране на променлива за сравняване на по-
зиция
newdir = knob.read();//прочитане на енкодера
if (newdir != position) { //при разлика между двете
    Serial.print("Poziciq = ");
    Serial.print(newdir);//изписване на новата посока
    Serial.println();//нов ред
    position = newdir;//задаваме променливата за позицията да е
равна на
    //променливата за сравнение на позицията
}
}

```



Фиг. 5. Модел на Simulink за програмиране на задачата с 2 менюта и ротари енкодер

4. Заключение

Описаният проектно-базиран курс по „Програмиране на микроконтролери в среда на Arduino“ е качен в системата за електронно обучение DIPSEIL на Физическия факултет на ПУ, като напълно удовлетворява неговия концептуален модел. Курсът в момента се експериментира със студенти от специалност „Информационна физика и телекомуникации“ – 4 курс, ОКС „Бакалавър“. За момента курсът се приема много добре от студентите и може да се направи обосновано предположение, че проектно-базираният подход, използван в смесено обучение (blended learning), и подходът за програмиране на микроконтролери чрез модели на Simulink дават добри резултати в обучението на студенти от инженерни специалности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tokmakov, D. Distributed Internet based Performance Support Environment for Individualized Learning – model and software architecture, EL-

- EKTROTECHNICA & ELEKTRONICA (E+E), Vol. 47, No. 9-10/2012, pp. 42 – 47, ISSN 0861-4717.
2. Tokmakov, D. Distributed Internet based Performance Support Environment for Individualized Learning – improved model, software architecture and integration with remote labs, International Journal of Emerging Technologies in Computational and Applied Sciences (IJETCAS) IJETCAS 13-131 March-May 2013, pp.186-191, ISSN (Print): 2279-0047.
 3. Magda, Y. Arduino Interfacing and Signal Processing, Kindle book, Amazon Digital Services, Inc. ASIN: B008KYKPT4, 2014.
 4. Monk, S. Programming Arduino Getting Started with Sketches, McGraw-Hill, 2012.
 5. Monk, S. Programming Arduino Next Steps: Going Further with Sketches, McGraw-Hill/TAB Electronics; 1 edition (September 25, 2013).

PROJECT-BASED E-LEARNING COURSE „PRORGAMING MICROCONTROLLERS UNDER THE ARDUINO DEVELOPMENT ENVIORMENT“

V. Nachev, D. Tokmakov

Faculty of Physics

Abstract

This paper describes the design of a university bachelor level blended learning course in programming embedded systems with Arduino microcontrollers using problem based learning method and performance-centered distributed environment DIPSEIL. Problem-Based Learning (PBL) is an educational approach that is learner focused. The focus shifts from a method of instruction that is teacher driven and led to one where the student is empowered to conduct self-directed learning. The learner is mentored and encouraged to conduct research, integrate what is learned, and apply that learning to develop a viable solution or a final product, report, presentation. The presented course provides problem based learning by using two approaches when presenting some programming task: one is writing ordinary code in Processing language, the other is using the Simulink environment in Matlab for code generation using an appropriate model. The course consists from a 10 tasks for performance and for most of them is presented as well Simulink model for solving the problem which gives the student the ability to choose different learning path.

АДАПТИВНО АНТИКРИЛО ЗА АВТОМОБИЛ

К. Недев

Факултет „Авиационен“

1. Въведение – „Адаптивно антикрило за автомобил“ представлява спойлер, закрепен в задната част на автомобил с цел да създаде повече притискателна сила на тялото към пътя, с което да се повиши сцеплението на автомобила при високи скорости. Адаптивното антикрило заема различна позиция в зависимост от режима на работа.

2. Режими на работа – антикрилото разполага с 4 режима на работа в зависимост от пътната скорост и настройката на системата.

а) Режим „Сенник“ – антикрилото е в прибрано положение с -1 градус ъгъл на атака. В този режим крилото създава най-малко челно съпротивление за най-икономично шофиране. Използва се най-вече при градски условия и на малки скорости на движение. Малкият ъгъл на атака отвежда граничния слой въздух нагоре след спойлера, като по този начин предпазва задното стъкло от завихряне и запрашаване с частици от атмосферата. Този режим работи при скорости под 120 км/ч и при избран бутон „Off“ от пулта за управление.



Фиг. 1

б) Режим „Антрикрило“ – при скорост над 120 км/ч антикрилото автоматично се повдига на 30 мм от началното си положение с ъгъл на атака срещу динамичния поток от -7 градуса. По този начин антикрилото създава допълнителна притискателна сила на задната ос на автомобила, като подобрява сцеплението, устойчивостта и управляемостта на автомобила при големи скорости на движение. При намляване на скоростта под 90 км/ч крилото отново се прибира в началното си положение.



Фиг. 2

в) Режим „Състезание“ – при натискането на бутон „Race“ от пулта за управление антикрилото се повдига на 40 мм от началното си положение с ъгъл на атака срещу динамичния поток от -15 градуса, създавайки по-голяма притискателна сила на задната ос на автомобила. Режимът не е подходящ за градски условия и малки скорости.



Фиг. 3

г) Режим „Въздушна спирачка“ – при натискането на спирачките на автомобила се задейства режим „Въздушна спирачка“. Крилото се отклонява на ъгъл на атака от -70 градуса, като по този начин съз-

дава допълнително челно съпротивление и повишава коефициента на челно съпротивление на автомобила от $C_d = 0,35$ на $C_d = 0,38$.



Фиг. 4

3. Експеримент – за създаването на оптимален режим на работа на системата е проведен физически експеримент в катедра „Авиационна техника и технологии“ на факултет „Авиационен“ в НВУ „В. Левски“. За опитната постановка е използвана аеродинамична тръба за дозвукови скорости с размер на работната част 0,4 m x 0,6 m. Силите се измерват с трикомпонентни везни с диапазон на измерване от 0 до 10 N при цена на делението 0,01 N в X-канала; и от 0 до 20 N при цена на делението 0,02 N в Y-каналите.



Фиг. 5. Аеродинамичната тръба

В аеродинамичната тръба е поставен макет на автомобил Fiat Grande Punto Abarth в мащаб 1:24. В задната част на покрива на автомобила е закрепено ръчно изработено крило от алуминий и пластмаса. Антикрилото е с хорда 0,012 м и ширина 0,04 м.



Фиг. 6. Използван модел за експеримента

Експериментът е проведен в следната последователност:

Монтира се приспособлението за тариране, състоящо се от гредата, блюда за тежести, ролка за надлъжната сила.

Балансират се взните с тежестите за балансиране (допълнителни тежести), като при нулеви показания показалците трябва да са в нулево положение.

1. Измерва се коефициентът на челно съпротивление на автомобила без крилото няколко пъти и се взема средната стойност от резултатите.

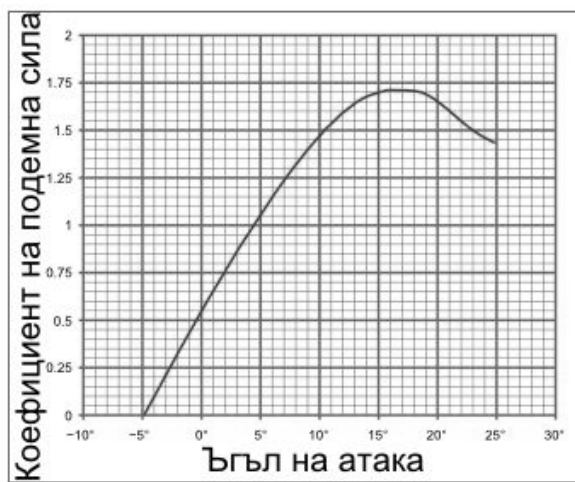
2. Измерва се пристикателната сила $F_{пр}$ върху задна ос на автомобила, породена от разликата в наляганията под и над крилото при ъгъл на атака -4° , -7° , -15° , -18° и -70° и скорост на потока 10 м/с, 30 м/с и 40 м/с.

3. Измерва се челното съпротивление на автомобила при различни ъгли на атака, по-големи от -60° .

4. Опитни резултати и анализ

Табл. 1. Пристикателната сила $F_{пр}$, породена от антикрилото при различни ъгли на атака и скорости на насрещния поток

Скорост/ Ъгъл на атака	-4°	-7°	-15°	-18°	-70°
10 м/с	0,009 N	0,011N	0,015 N	0,011 N	0,06 N
30 м/с	0,016 N	0,022N	0,026 N	0,020 N	0,09 N
40 м/с	0,025 N	0,033N	0,049 N	0,031 N	0,11 N



Фиг. 7

5. Заключение

Направените измервания и проведеният анализ позволяват да формулираме следните основни заключения:

1. При ъгъл на атака от -12° съотношението $F_{пр}/C_x$ е най-голямо.
2. При ъгъл на атака от -70° челното съпротивление C_x е най-голямо.

6. Реален модел – на базата на резултатите от експерименталния опит е създаден реален модел на системата с хорда на крилото 0,28 м и ширина 0,98 м, монтирано на автомобил Fiat Grande Punto Abarth. Системата се управлява от електронен блок, състоящ се от „централно процесорно устройство“, входни датчици, изпълнително устройство и захранващ блок. ЦПУ „CPU“ е изградено на базата на Pic 18F452 микропроцесор, съдържащ пет входно-изходни порта. Порт А „RA“ и порт В „RB“ са ангажирани с шестнадесетразреден двуредов LCD дисплей. Порт С „RC“ се използва за задействане на изпълнителния механизъм. Порт D „RD“ следи входните датчици. Порт Е „RE“ чете четириразрядна клавиатура. Входните данни се получават от два ос-

новни датчика и два второстепенни. Основните датчици са „датчик на скоростта“ и „стоп машинката“ на педала на спирачката. Първият отчита скоростта на автомобила, а вторият дали е натисната спирачката. Другите два датчика отчитат дали крилото е стигнало в горна или долна позиция. Изпълнителното устройство е силова електроника, която управлява стъпков двигател. Захранващият блок е преобразувател от 12 волта DC, „захранването на колата“ на 5 волта DC захранване, което е необходимо за CPU.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. Гешев, П. Узунов. Основи на аеродинамика и динамиката на полета.
2. С. Узунов, В. Савов. Аеродинамика и динамика на полета.
3. Josepb Kalz. Race car aerodynamics.
4. Simon McBeat. Competition car aerodynamics.

ADAPTIVE SPOILER FOR A ROAD CAR

K. Nedev

*National Military University „Vasil Lewski“
IFaculty of Aviation*

Abstract

The project „Adaptive spoiler for a road car“ is aerodynamics project presenting how rear spoiler affects on a road car. This rear spoiler provides more downforce to rear axis of a car. The rear spoiler is adaptive, so it changes its angle of attack at different speeds. For experiment is used Fiat Grande Punto Abarth and diecast 1/24 model of Fiat Grande Punto Abarth.

КОМПЮТЪРНО ПРОЕКТИРАНЕ НА АВТОМОБИЛЕН ДЕТАЙЛ

А. Кичуков¹, А. Гозманов¹, С. Божков², Г. Станева³

¹*Технически колеж – Смолян при ПУ „П. Хилендарски“,
4700 Смолян, ул. „Дичо Петров“ 28*

²*Катедра „Машиностроене и транспорт“, Технически колеж – Смолян
при ПУ „П. Хилендарски“, 4700 Смолян, ул. „Дичо Петров“ 28*

³*Катедра „Двигатели и транспортна техника“, РУ „А. Кънчев“,
7017 Русе, ул. „Студентска“ 8*

1. Въведение

Разработките на автомобили се извършват от екипи, които включват специалисти от различни отдели на автомобилния производител, от фирмата доставчик, отговорна за цялостното изделие, както и от конструкторски бюра, извършващи специализирани дейности като например толерансен анализ, специализирани якостни изчисления и т.н.

Статията разглежда особеностите при компютърно проектиране на автомобилен детайл с помощта на графичен софтуер CATIA V5.

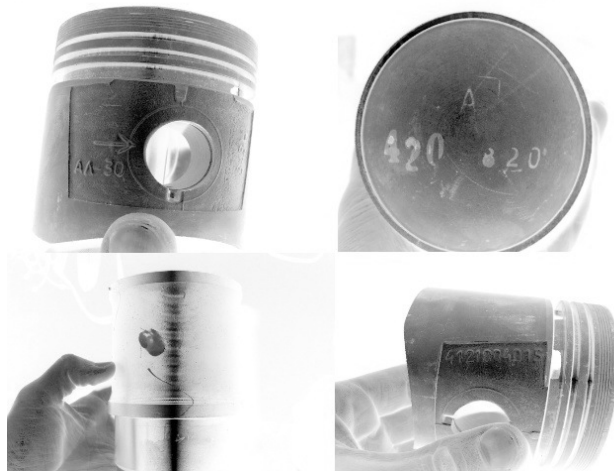
2. Експеримент

За проектиране е избран автомобилен детайл от типа бутало. Размерите и формата на буталото са избрани съобразно изходните параметри, представени в табл. 1.

Табл. 1. Изходни параметри

<i>№</i>	<i>Параметър</i>	<i>Стойност</i>
1	тип на двигателя	бензинов
2	тактност	четиритактов
3	работен обем	1500 cm ³
4	степен на сгъстяване	8
5	охлаждане	течно

Външният вид на прототипа на буталото е показан на фиг. 1:



Фиг. 1. Външен вид на прототипа на проектираното бутало

Съществуващият прототип е с характерни недостатъци по отношение на дебелината на стените и точността на изработката, които водят до задиране и износване в долната част на буталото.

Целта на проектирането е генерирането на 3D модел на буталото и определяне на неговите физични и геометрични характеристики.

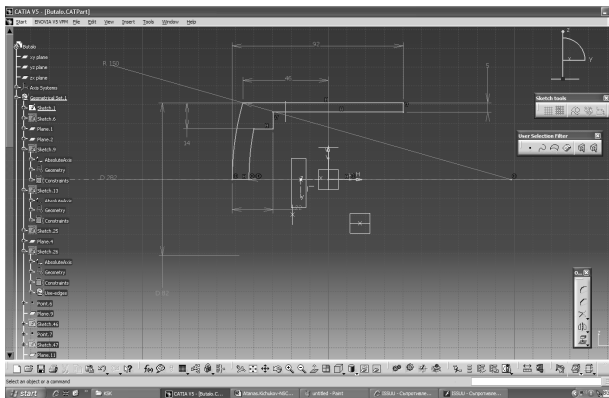
За проектирането е използван графичен софтуер CATIA V5, който е водещ в сферата на автомобилостроенето.

3. Опитни резултати и анализ

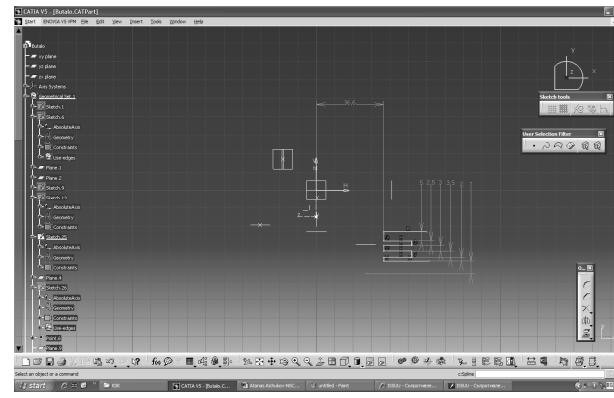
3.1. Процедури при 2D проектиране

Основата на проектирането е генериране на 2D скици на основните повърхнини на буталото, които определят еднозначно неговата геометрична форма и размери.

На фиг. 2 е показана скицата на образуващата повърхнина на буталото, а на фиг. 3 – повърхнината на уплътнителните канали.



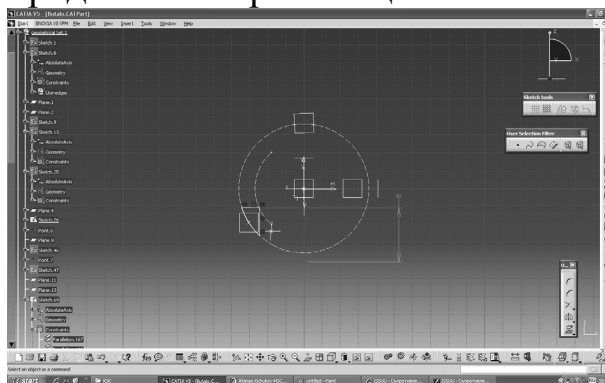
Фиг. 2. Скица на образуващата повърхнина на буталото



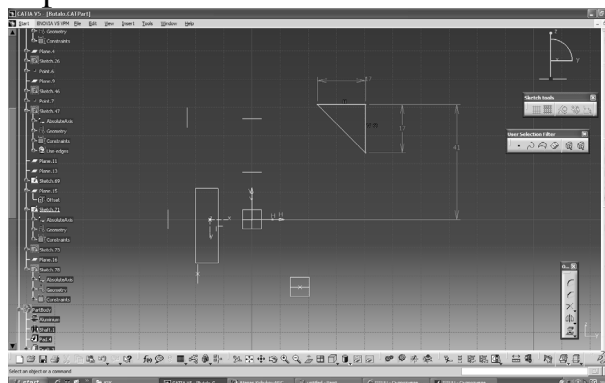
Фиг. 3. Скица на уплътнителната повърхнина на буталото

Аналогично чрез използване на 2D скици са проектирани повърхнините за сглобяване и мазание на буталото.

Оребряването на буталото за увеличаване на неговата якост и коравина също е направено с помощта на скица, което е показано на фиг. 4. Технологичните повърхнини, като наклони и скосявания, са представени чрез скица съответно на фиг. 5.



Фиг. 4. Скица на оребряващата повърхнина на буталото

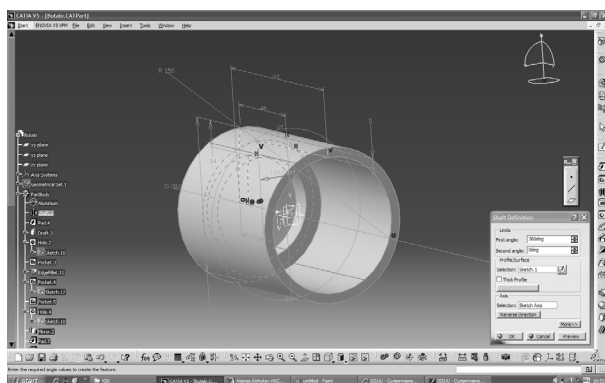


Фиг. 5. Скица на технологичната повърхнина на буталото

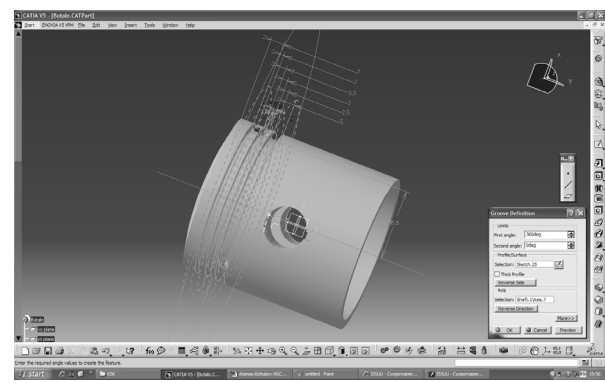
3.2. Процедури при 3D проектиране

Въз основа на генерираните 2D скици на основните повърхнини с помощта на 3D операции се извършва генерирането на буталото като триизмерно твърдо тяло.

На фиг. 6 е показана 3D операция за твърдотелно генериране на образуващата повърхнина на буталото, а на фиг. 7 – на повърхнината на уплътнителните канали.



Фиг. 6. Твърдотелно генериране на образуващата повърхнина на буталото

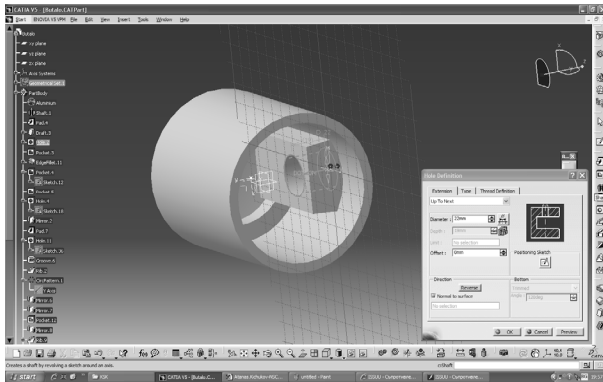


Фиг. 7. Твърдотелно генериране на уплътнителната повърхнина на буталото

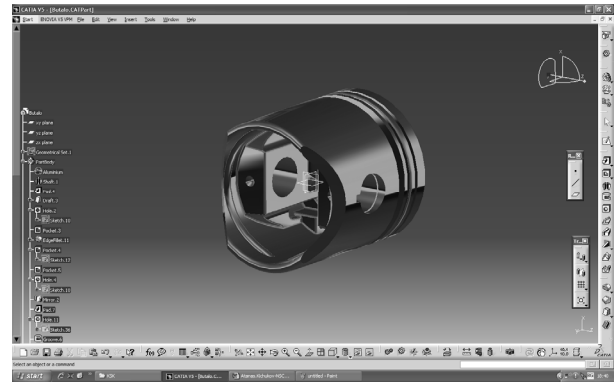
Чрез 2D скиците на повърхнините за сглобяване и мазане е извършено тяхното твърдотелно генериране, което е показано на фиг. 8 на буталото.

Аналогично е извършено твърдотелно генериране на оребвяването на буталото и технологичните му повърхнини.

В резултат от 3D операциите за твърдотелното генериране е извършено и цялостното проектиране на буталото, показано на фиг. 9.



Фиг. 8. Твърдотелно генериране на съединителната повърхнина на буталото



Фиг. 9. Общ вид на проектираното бутало

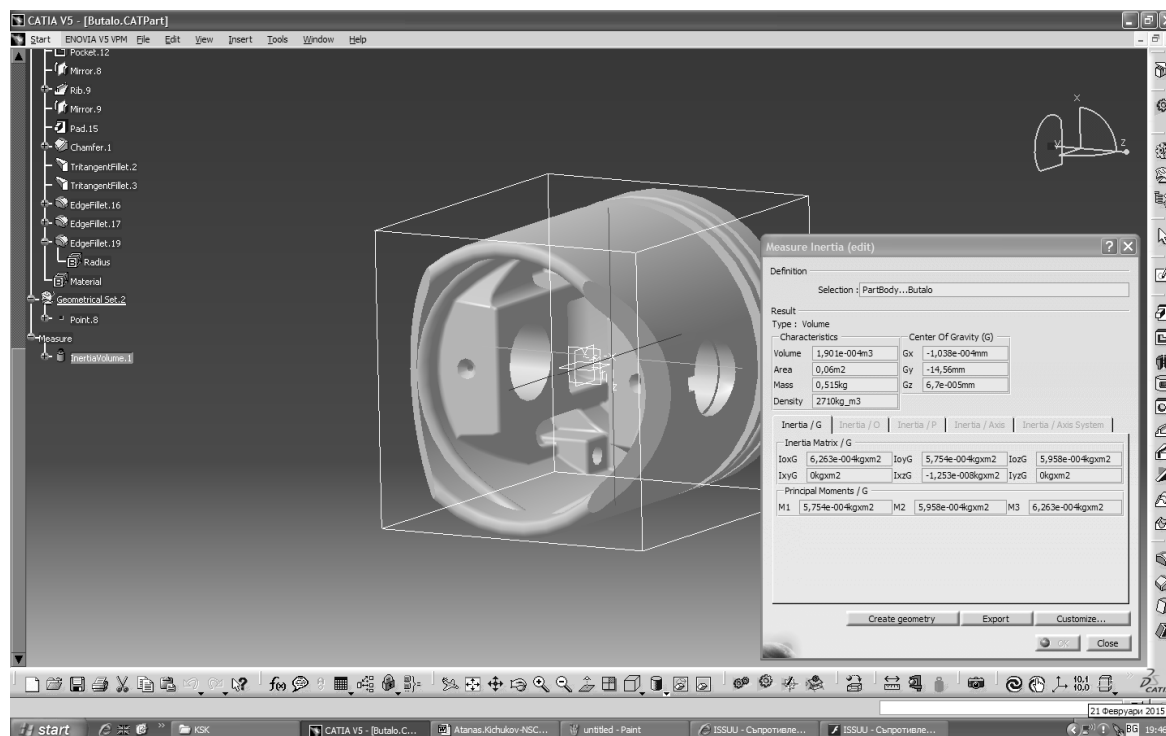
След избор на материал със съответните механични характеристики е извършено изчисляване на геометричните и механични характеристики на буталото, които са представени в табл. 2.

Табл. 2. Геометрични и механични характеристики

№	Параметър	Единица	Стойност
1	площ	m^2	0,06
2	обем	m^3	$1,901 \cdot 10^{-4}$
3	плътност	kg/m^3	2710
4	маса	kg	0,515
5	координати на центъра на тежестта		
	Gx	mm	$-1,038 \cdot 10^{-4}$
	Gy	mm	-14,56
	Gz	mm	$6,7 \cdot 10^{-5}$
6	осови инерционни моменти		
	I _{ox}	kg/m^2	$6,263 \cdot 10^{-4}$
	I _{oy}	kg/m^2	$5,754 \cdot 10^{-4}$
	I _{ox}	kg/m^2	$5,958 \cdot 10^{-4}$
7	центробежни инерционни моменти		
	I _{xy}	kg/m^2	0
	I _{xz}	kg/m^2	$-1,253 \cdot 10^{-8}$
	I _{yz}	kg/m^2	0

8	главни инерционни моменти		
	M_1	kg/m^2	$5,754 \cdot 10^{-4}$
	M_2	kg/m^2	$5,958 \cdot 10^{-4}$
	M_3	kg/m^2	$6,263 \cdot 10^{-4}$

Графичното представяне на характеристиките на буталото е показано на фиг. 10.



Фиг. 10. Геометрични и механични характеристики на проектираното бутало

4. Заключение

Направеното проектиране и проведенният анализ позволяват да формулираме следните основни заключения:

1. Генерираните 2D скици позволяват промяна на размерите съобразно тяхната последователност и зависимост.
2. Извършените 3D операции за твърдотошно генериране дават възможност за геометричен и механичен анализ на проектираното бутало.

ЛИТЕРАТУРА

1. <http://www.engineering-bg.net>
2. <http://www.3ds.com/>
3. <http://www.haycad-infotech.bg/>

COMPUTER AIDED DESIGN OF AUTOMOBILE PART

A. Kichukov¹, A. Gozmanov¹, S. Bozhkov², G. Staneva³

*¹Technical College – Smolyan at PU „P. Hylendarski“
4700 Smolyan, 28 Dicho Petrov str*

*²Department of Machine Engineering and Transport, Technical College –
Smolyan at PU „P. Hylendarski“ 4700 Smolyan, 28 Dicho Petrov str*

*³Department of Engines and Transport Engineering, RU „A. Kanchev“,
7017 Rousse, 8 Studentska str*

Abstract

The automobiles design are performed by teams, which include specialists from separate departments of the automobile manufacturer, by the supplier, which is in charge of the complete product, as well as by the design offices, which are performed specialized works, for instance, tolerance analyze, specialized strength calculation, etc.

The article renders the features of computer-aided design of automobile part with CATIA V5 software.

КОМПЮТЪРЕН АНАЛИЗ НА АВТОМОБИЛЕН ДЕТАЙЛ

*Ст. Гергьовски¹, Д. Данчев¹, Й. Петков¹,
Сл. Божков², Г. Станева³*

¹Технически колеж – Смолян при ПУ „П. Хилендарски“,
4700 Смолян, ул. „Дичо Петров“ 28

²Катедра „Машиностроене и транспорт“, Технически колеж – Смолян
при ПУ „П. Хилендарски“, 4700 Смолян, ул. „Дичо Петров“ 28

³Катедра „Двигатели и транспортна техника“, РУ „А. Кънчев“,
7017 Русе, ул. „Студентска“ 8

1. Въведение

Якостният анализ и оценка на натоварването и опасните участъци и сечения в детайла представляват заключителен етап и проверка на резултатите от проектирането на детайла. Те служат като обратна връзка за направените корекции и оптимизации в процеса на проектирането.

Статията разглежда особеностите при компютърен якостен анализ на автомобилен детайл с помощта на графичен софтуер CATIA V5.

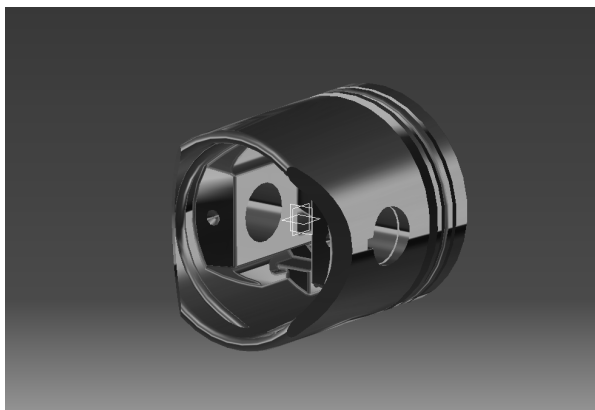
2. Експеримент

За провеждане на компютърния анализ е избран автомобилен детайл от типа бутало, който е проектиран с помощта на графичен софтуер CATIA V5. Размерите и якостните характеристики на материала на буталото са представени в табл. 1.

Табл. 1. Размери и материал

<i>Параметър</i>	<i>Единица</i>	<i>Стойност</i>
Диаметър на буталото	mm	82,00
Диаметър на отвора за буталния болт	mm	22,00
Материал	–	алуминиева сплав
Модул на Юнг	MPa	68646,55
Коефициент на Поасон	–	0,346
Плътност	kg/m ³	2710
Коефициент на температурно разширение	K ⁻¹	2,36.10 ⁻⁵
Якост на опън	MPa	93.16318

Външният вид на изследваното бутало, проектирано с помощта на софтуера, е показан на фиг. 1.



Фиг. 1. Външен вид на изследваното бутало

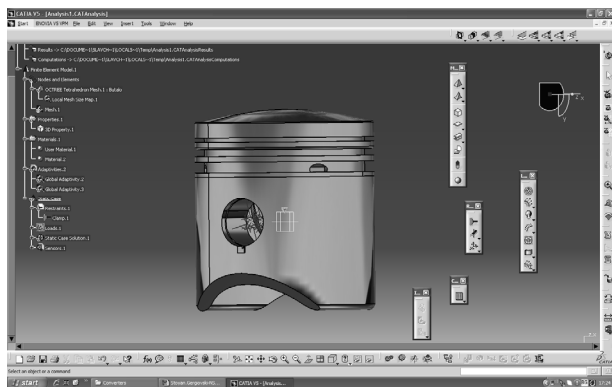
Целта на изследването е чрез предварително зададени опори и натоварване да се генерира 3D мрежа на буталото, отговаряща на необходимата точност при изчисленията, която е в границите на до 10%. След това по метода на крайните елементи се определят напрегнатото и деформационно състояние на изследваното бутало.

За изследването е използван графичен софтуер CATIA V5, който е водещ в сферата на автомобилостроенето.

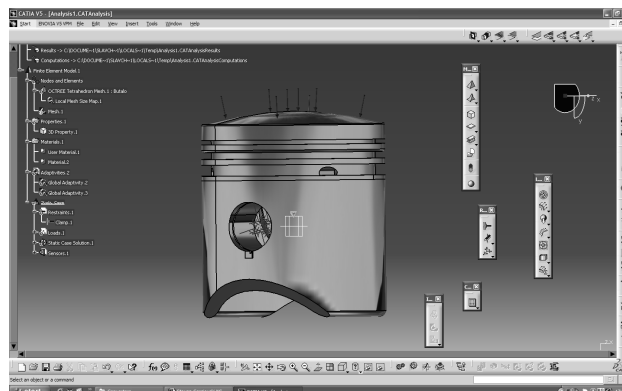
3. Опитни резултати и анализ

3.1. Процедури при задаване на опорите

Първата стъпка при изследването на буталото по метода на крайните елементи е генериране на опорите, които отнемат определен брой степени на свобода. В конкретния случай е приета опора в отвора на буталния болт, която отнема всички степени на свобода (фиг. 2).



Фиг. 2. Определяне на опорите



Фиг. 3. Определяне на натоварването

3.2. Процедури при задаване на натоварването

Съобразно режима на работа на буталото като натоварване е избрано налягане, което е приложено върху челото на буталото (фиг. 3).

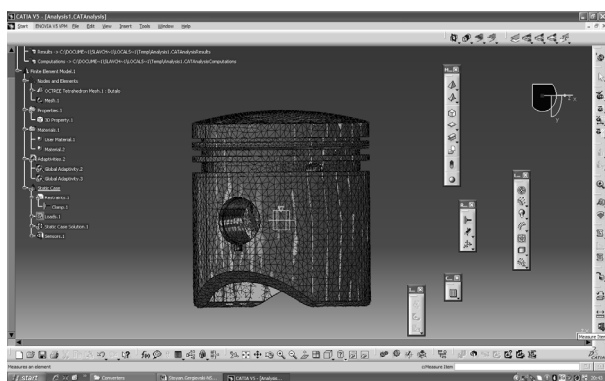
Стойността на натоварването е избрана съобразно термодинамичните цикли в такт горене и разширяване, когато се достига максималната стойност на налягането от 4 до 5 МПа.

3.3. Процедури при генериране на 3D мрежата

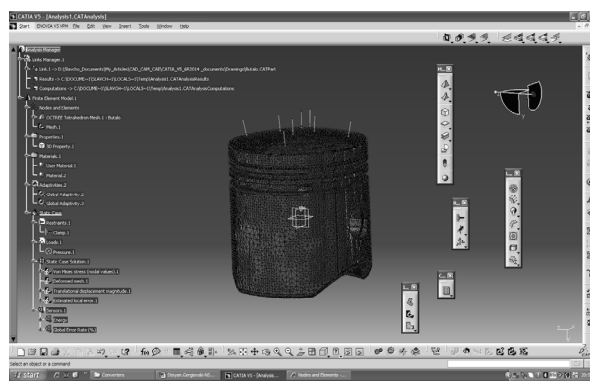
След избирането на опори и натоварване на детайла е генерирана автоматично 3D мрежа на детайла съобразно неговите свойства като твърдо тяло.

Първоначално генерираната мрежа при необходимост може да се коригира, ако грешката при изчислението не е в зададените граници.

На фиг. 4 е показана 3D мрежата при автоматичното генериране, а на фиг. 5 – на мрежата след направените корекции.



Фиг. 4. 3D мрежа при автоматично генериране



Фиг. 5. 3D мрежа след корекция

След анализ на мрежата се установява, че тя съдържа 75405 възела и 349807 елемента, непосредствено свързани един с друг. Оценката за характеристиките на елементите е добра.

3.4. Процедури при изчисляване на напрегнатото и деформационно състояние

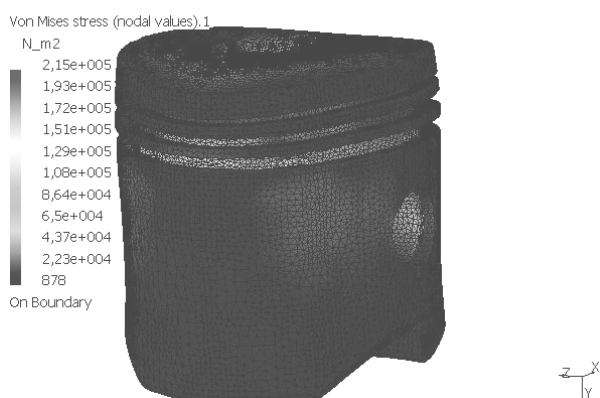
След генерирането на 3D мрежа на детайла, съобразно неговите свойства като твърдо тяло по метода на крайните елементи се извършва изчисляването на неговото напрегнато и деформационно състояние и определяне на преместванията.

Напрегнатото състояние по Фон Мизес (IV якостна теория) на буталото е показано на фиг. 6. Изчислената енергия на усилието е $9.306.10^{-7}$ J. Стойностите от анализа са представени в табл. 2.

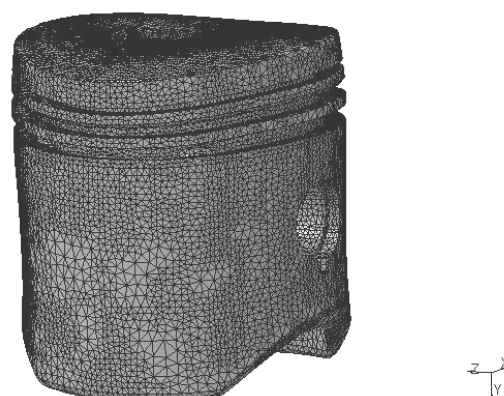
Табл. 2. Напрегнато състояние

Параметър	Приложено усилие	Реакция	Резидуум	Относителна грешка
Fx, N	$1,5854.10^{-3}$	$-1,5854.10^{-3}$	$-4,3637.10^{-13}$	$1,7107.10^{-12}$
Fy, N	$5,2153.10^1$	$-5,2153.10^1$	$-1,4921.10^{-13}$	$5,8496.10^{-13}$
Fz, N	$-7,6250.10^{-2}$	$7,6250.10^{-2}$	$-1,3101.10^{-13}$	$5,1358.10^{-13}$
Mx, Nm	$1,7079.10^{-3}$	$-1,7079.10^{-3}$	$1,6810.10^{-14}$	$1,2744.10^{-12}$
My, Nm	$-8,8917.10^{-7}$	$8,8917.10^{-7}$	$-6,6699.10^{-15}$	$5,0564.10^{-13}$
Mz, Nm	$2,6498.10^{-5}$	$-2,6498.10^{-5}$	$2,5314.10^{-14}$	$1,9190.10^{-12}$

Деформационното състояние на буталото е показано на фиг. 7. Стойностите на параметрите на деформационното състояние са аналогични на тези от табл. 2.



Фиг. 6. Напрегнато състояние на буталото



Фиг. 7. Деформационно състояние на буталото

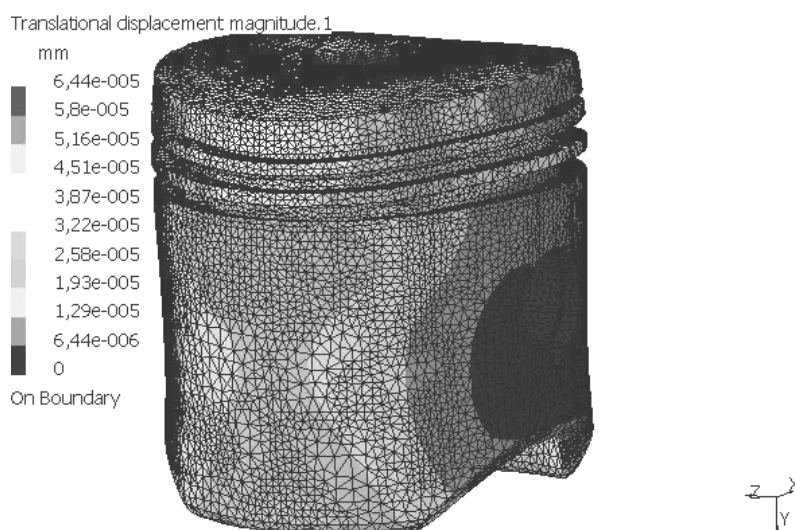
Преместванията на елементите от 3D мрежата са показани на фиг. 8. Тези премествания служат като отправна точка при якостния и деформационен анализ на буталото по метода на крайните елементи.

4. Заключение

Направеното проектиране и проведенят анализ позволяват да формулираме следните основни заключения:

1. Извършен е анализ на якостното и деформационно състояние на проектираното бутало при допустима относителна грешка.

2. Изчислените стойности са предпоставка за надеждна работа на проектираното бутало.



Фиг. 8 .Премествания на елементите от 3D мрежата на анализираното бутало

ЛИТЕРАТУРА

1. <http://www.engineering-bg.net>
2. <http://www.3ds.com/>
3. <http://www.haycad-infotech.bg/>

COMPUTER AIDED ANALYZE OF AUTOMOBILE PART

S. Gergyovski¹, D. Danchev¹, I. Petkov¹, S. Bozhkov², G. Staneva³

*¹Technical College – Smolyan at PU „P. Hylendarski“
4700 Smolyan, 28 Dicho Petrov str*

*²Department of Machine Engineering and Transport, Technical College –
Smolyan at PU „P. Hylendarski“ 4700 Smolyan, 28 Dicho Petrov str*

*³Department of Engines and Transport Engineering, RU „A. Kanchev“,
7017 Rousse, 8 Studentska str*

Abstract

The strength analyzes and evaluation of the loading and the weak areas and sections in the part represents the concluding stage and check of

the results of the part design. It generates the closed loop for the performed corrections and modifications in the design process.

The article renders the features of computer-aided strength analyze of automobile part with CATIA V5 software.

ПАРАМЕТРИ НА DC-DC ПРЕОБРАЗОВАТЕЛ НА „TEXAS INSTRUMENT“, ИЗСЛЕДВАНЕ ЧРЕЗ ИЗПОЛЗВАНЕ НА КИТ – МОДУЛ

Ив. Узунов, Зл. Хунев, Д. Шехова

*Технически колеж – Смолян към ПУ „Паисий Хилендарски“,
Смолян, ул. „Дичо Петров“ 28*

1. Въведение

DC към DC преобразуватели са важни за преносимите електронни устройства като клетъчни телефони и преносими компютри, които се захранват основно с енергия от батерии. Такива електронни устройства често съдържат няколко подсхеми, всяка със собствено ниво на напрежение, различно от това, предоставено от батерията или външен източник (понякога по-висока или по-ниска от стойността на захранващото напрежение). DC към DC преобразуватели предлагат метод за увеличаване на напрежението от частично понижено напрежение на батерията. По този начин се пести място, вместо да използвате няколко батерии, за да се постигне едно и също нещо.

2. Експеримент

Целта на доклада е да се конфигурира развойната платка „Analog System Lab Kit PRO“ с помощта на TPS40200 като превключвател на захранващото напрежение, така че да може да осигури регулирано изходно напрежение от 5 V или 3,3 V за вход, чийто входен диапазон е от 6 V до 15 V.

Обичайната практика е от едно постоянно и нестабилизирано напрежение (от токоизправител или батерия) да се получат необходимите стабилизирани и (евентуално) нестабилизирани напрежения. Електронните схеми, с които това се постига, могат най-общо да бъдат наречени преобразуватели на постоянно в постоянно напрежение или DC/DC преобразуватели. Голяма част от тях са отдавна известните постояннотокowi стабилизатори, но има DC/DC преобразуватели и с нестабилизирано изходно напрежение.

При разработка на доклада е използван модул TPS40200, включен в ASLK PRO KIT на „Texas Instrument“. Модулът се управлява от единично захранване и използва един Р-канален захранващ FET транзистор и шотки диод, за да получим нискобъгов преобразувател.

Регулиращият изход от модула е резисторно селектиран и може да бъде регулиран вътрешно с ограничен обхват за промяна в контура на обратната връзка чрез описаните формули:

$$V_{out} = \frac{V_{ref}}{\beta} \quad (1) \quad V_{ref} = 0,7 \text{ V} \quad (2) \quad \beta = \frac{R209}{R208 + R207} \quad (3)$$

Факторът за обратна връзка β може да се променя чрез промяна на съпротивлението за обратната връзка R209 за настройка на изхода. Но в развойната платка ASLK PRO не са предоставени възможности за промени на стойността на съпротивлението R209. Следователно тази задача може да се осъществи посредством свързване на външни подходящи стойности на резистори между извод TP8 и земя.

Нерегулираният вход е свързан посредством извод CN5. Изходният товар е свързан към клемата CN6. Превключващата форма на сигнала може да се наблюдава на извод TP4. Изчислителният модул има носеща честота от 200 KHz. Тази честота се определя от комбинацията на резистор R201 и кондензатор C213. Коефициентът на запълване на тази форма на импулса варира линейно с входното напрежение за постоянно изходно напрежение, дадено чрез следната формула:

$$V_{out} = V_{in} \cdot \text{duty cycle} \quad (4)$$

Изходните пулсации на напреженията се измерват на изводи TP5 и TP7 посредством сондите на осцилоскоп или мултицед. Осцилоскопът трябва да бъде настроен за 1 мΩ съпротивление и АС свързване. Същите клеми могат да бъдат използвани за измерване на регулирания изход на променливо напрежение с помощта на волтметър.

3. Спецификации

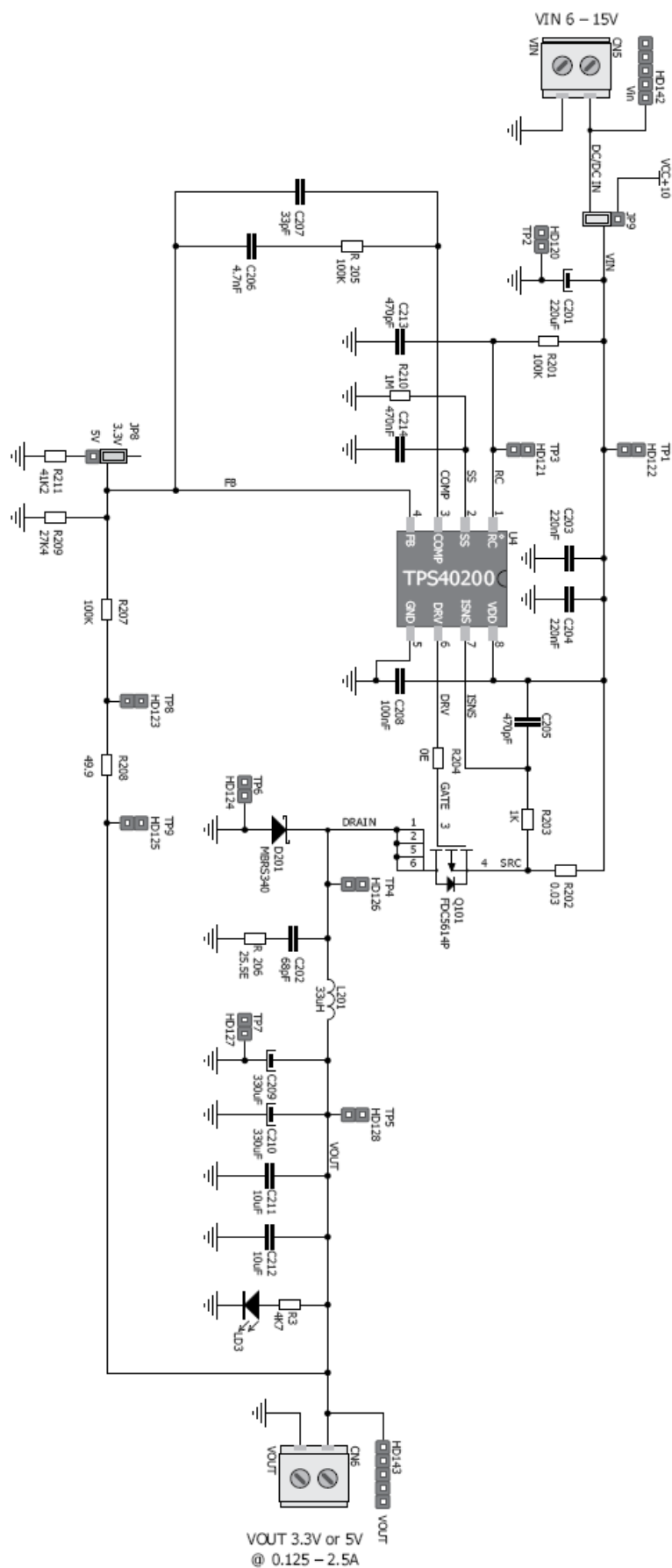
В този доклад идеята е да се използва линейно и товарно регулиране на TPS40200 интегралната схема, когато тя е конфигурирана да генерира изходно постоянно напрежение 5 V.

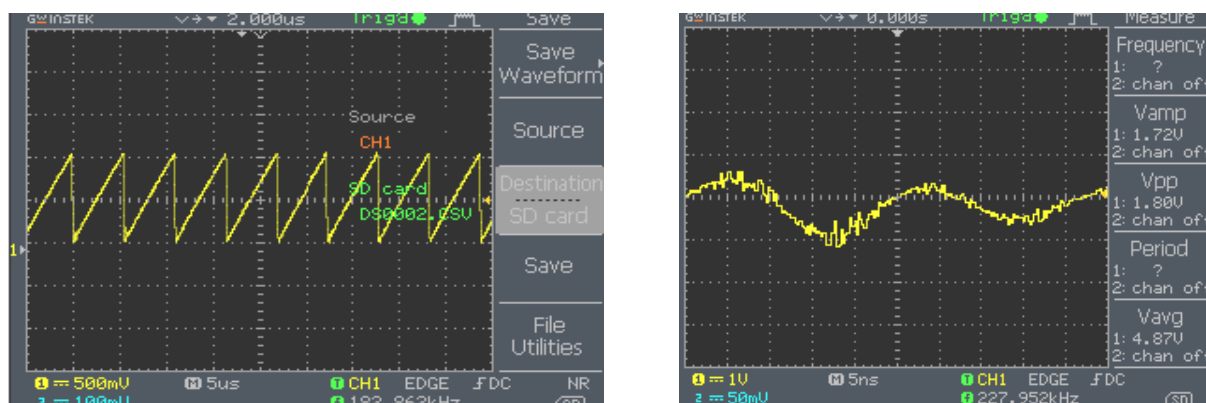
3.1. Линеен регулатор: Изменящото се входно напрежение от 10 V до 15 V в стъпка 0,5 V и измерване на изходното напрежение като функцията на входното напрежение за постоянен изходен товар.

3.2. Изменение на товара (в рамките на допустимите граници), като токът на товара варира и получава изходно напрежение за постоянно входящо напрежение.

На изхода се получава напрежение като функция на тока на товара.

3.3. Симулирана е конфигурираната електрическа верига с помощта на симулатор. Типичните форми на сигнала са показани на фиг. 2.





Фиг. 2. Тригонообразен сигнал

4. Отчетени измервания

Конфигурирано е развойната платка да генерира постоянно изходно напрежение 5 V DC чрез създаване на промени в обратната връзка, използвайки горепосочените изводи. Направени са измервания:

Табл. 1. *Промяната на duty cycle на PWM форма на вълната с входното напрежение*

<i>S.N.</i>	<i>Input Voltage (Vin)</i>	<i>Duty Cycle</i>
1	10	0,18
2	11	0,16
3	12	0,15
4	13	0,14

5. Заключение

Направените измервания и проведенят анализ позволяват да формулираме следното заключение:

1. С увеличаване на входното напрежение с 1 V коефициентът на запълване намалява.

ЛИТЕРАТУРА

1. ADCPro (TM) – Analog to Digital Conversion Evaluation Software, Available from <http://focus.ti.com/docs/toolsw/folders/print/adcp.html>
2. B. Carter and T. Broun, Handbook of Operation Amplifier Applications Report, 2001. Available from <http://focus.ti.com/lit/an/sboa092a/sboa092a.pdf>

3. F. Archibald. Automatic Level Controller for Speech Signals Using PID Controllers, Application Notes from Texas Instruments. Available from <http://focus.ti.com/lit/wp/spraaj4/spraaj4.pdf>
4. Wide Bandwidth Precision Analog Multiplier MPY634, Burr Brown Products from Texas Instruments, Available from <http://focus.ti.com/lit/ds/sbfs017a/sbfs017a.pdf>

TO STUDY THE PARAMETERS OF A DC-DC CONVERTER USING ON-BOARD EVALUATION MODULE

I. Uzunov, Z. Hunev, D. Shehova

Technical College by Plovdiv University „Paisiy Hilendarski“, 4700 Smolyan

Abstract

DC to DC converters are important in portable electronic devices such as cellular phones and laptop computers, which are supplied with power from batteries primarily. Such electronic devices often contain several sub-circuits, each with its own voltage level requirement different from that supplied by the battery or an external supply (sometimes higher or lower than the supply voltage). DC to DC converters offer a method to increase voltage from a partially lowered battery voltage thereby saving space instead of using multiple batteries to accomplish the same thing.

ИНЖЕНЕРНО ПРОЕКТИРАНЕ НА ТРАНСАТМОСФЕРНИ ОПТИЧНИ КОМУНИКАЦИОННИ СИСТЕМИ

Хр. Шишков, Н. Кафадарова

ПУ „Паисий Хилендарски“, Физически факултет – катедра ЕКИТ

1. Въведение

В последните 15 години силно нараснаха научните, технологичните и комерсиалните интереси към оптичните комуникационни системи, чиито преносни среди са атмосферни области (открити преносни среди). Те се наричат накратко „трансатмосферни оптични комуникационни системи“ (ТАОКС) и „Free-Space Optical Communicational Systems“ или само „Free-Space Optics“ (FSO) [1, 2].

Разпространението на лазерното оптично лъчение в ТАОКС се съпровожда от силно и многостранно взаимодействие с атмосферното вещество, което обуславя съществени загуби на оптична енергия. Това взаимодействие се изразява в следните основни физични процеси:

Разсейване във всички посоки на оптичното лъчение от флуктуациите на пространствената плътност на газовите молекули и от аерозолните частици. Относително интензивното разсейване именно на оптичното лъчение от аерозолните частици се дължи на обстоятелството, че техните размери са съизмерими с дължините на оптичните вълни.

В някои метеорологични условия се развиват и отражения на оптичното лъчение от падащи към земната повърхност „хидрометеори“ – дъждовни капки, снежинки, ледени зърна.

Поглъщане (абсорбиране) на оптичното лъчение от молекулите на атмосферните газове и от частиците на атмосферния аерозол. Този процес е особено съществен при съвпадане на централните дължини на вълните на лазерните лъчения с центровете на хроматични ленти с интензивно поглъщане от газовите молекули.

Разглеждат се разсейването и поглъщането на оптичното лъчение в атмосферата, имайки предвид енергийните загуби, които при-

чиняват тези процеси, т.е. намаляването (затихването) на оптичния поток, до което те водят. В този смисъл за сумарния ефект от разсейването и поглъщането на оптичното лъчение се използва терминът „екстинкция“.

Важен е и фактът, че енергийните загуби, обусловени от дифракционната разходимост на оптичното лъчение, са относително малки поради много малкото отношение на дължината на вълната λ към диаметъра D на предавателната антена.

Изчисляването на атмосферната прозрачност τ_a е оценка, която е от първостепенна важност за енергийния баланс на ТАОКС [3].

2. Изследване при конкретни входни данни

Алгоритъмът за общо инженерно проектиране на ТАОКС, въз основа на който е направено изследването, се основава на зависимостите за общо аналитично описание на трансатмосферна оптична комуникационна система, описани от Фердинандов, Пачеджиева и Димитров [3].

Извършено е изследване на многоканална цифрова ТАОКС, която е структурирана по технологията TDM ($K=1$) и в която е използван $p-i-n$ ФД ($\mu=1$) [4].

Произтичайки от изследвания алгоритъм, са направени изчисления на Φ_t (оптичен поток в изхода на групата „лазер-модулятор“ на ТАОКС) за различни стойности на S_m (метеорологичната далечина на видимост) и дължина на трасето Z между предавателя и приемника на ТАОКС.

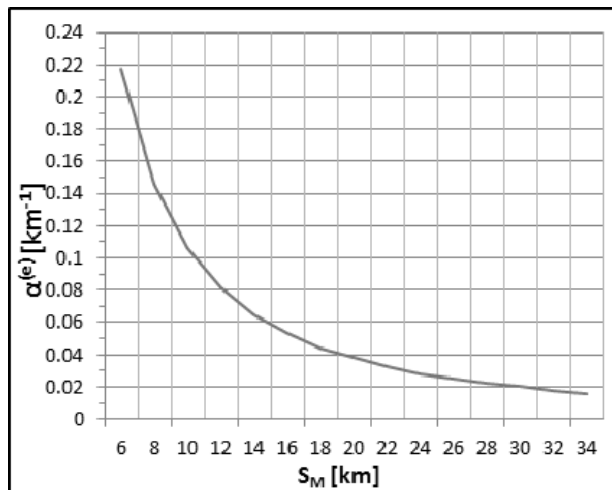
В първата част от изчисленията са използвани стойности за $S_m > 5 \text{ km}$, които покриват 92,5% от относителното време на съществуване на различни метеорологични обстановки през годината в Северното полукълбо. За дължина на трасето Z между предавателя и приемника в ТАОКС са избрани стойности от 0,5 km до 3 km, които са най-често използваните при интегрирането на подобни системи.

Във втората част от изчисленията са използвани стойности за $S_m < 5 \text{ km}$, които представляват едва 4,8% от относителното време на съществуване на различни метеорологични обстановки.

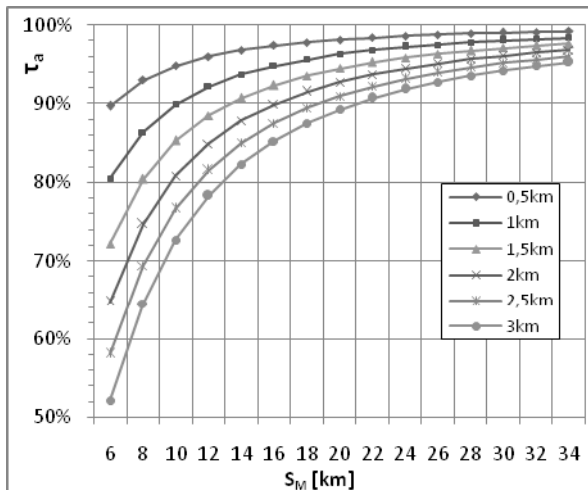
Входните данни, за които е извършено изследването, са следните: източник – инжекционен полупроводников лазер (ИПЛ), $BER=10^{-12}$, $R_{fb}=1\text{k}\Omega$, $(C_I)_{TDM}=1,25\text{Gbit/s}$, $A=5$, $\lambda_0=1,55\mu\text{m}$, $T=300 \text{ K}$, $I_b(\lambda_0)=10^{-12}\text{W/m}^2\text{sr}\text{\AA}$, $t_l=10 \text{ ps}$, $\tau_r=0,5$, $\tau_t=0,8$, $R_r=5\text{cm}$, $r_0=3\text{cm}$, $\theta_r=5\text{mrad}$, $K_\theta=10$, $(\Delta\lambda)_{IF}=100\text{\AA}$, $S_M=1\text{km} \div 34\text{km}$, $R=100\text{k}\Omega$, $Z=0,5\text{km} \div 3\text{km}$.

2.1. Резултати при обстановка $S_M > 5 \text{ km}$

Оценката на коефициента на атмосферна екстинкция $\alpha^{(e)}$ и атмосферна прозрачност τ_a [%]:



Фиг. 1. Графично представяне на зависимостта между S_M и $\alpha^{(e)}$



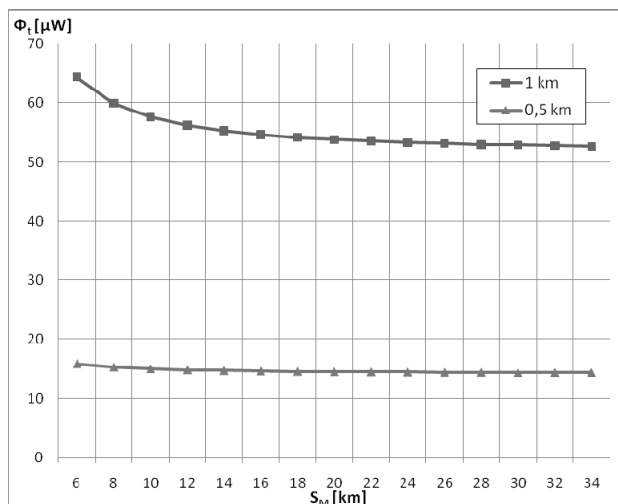
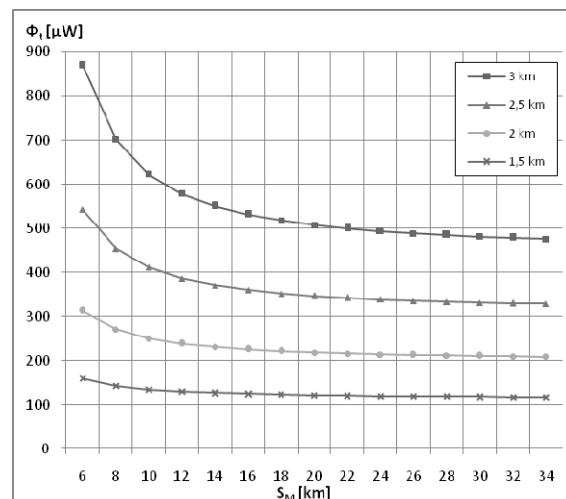
Фиг. 2. Графично представяне на τ_a при дължина на трасето от 0,5 km до 3 km

Стойността на оптичния поток Φ_t е важен параметър при осъществяване на ТАОКС с адаптивна мощностна схема за динамична корекция на мощността. При ясно време предавателната мощност е значително намалена, подобрявайки живота на лазера. При влошени условия мощността на лазера се повишава достатъчно, за да поддържа оптичната връзка и отново намалява при подобрене в атмосферните условия. Резултатите за необходимите мощности са показани в табл. 1.

Табл. 1. Резултати за Φ_t [μW]

$Z[\text{km}] \backslash S_M[\text{km}]$	0,5	1	1,5	2	2,5	3
6	15,84	64,42	158,7	312,5	542,6	869,6
8	1,529	59,98	142,6	270,9	453,9	701,9
10	14,99	57,66	134,4	250,3	411,2	623,4
12	14,80	56,25	129,5	238,2	386,6	578,9
14	14,68	55,33	126,3	230,5	370,9	550,8
16	14,60	54,68	124,1	225,1	360,1	531,7
18	14,53	54,20	122,5	221,2	352,4	518,0
20	14,48	53,84	121,3	218,3	346,5	507,7
22	14,45	53,56	120,3	216,0	342,1	499,8

24	14,42	53,34	119,6	214,2	338,5	493,6
26	14,39	53,16	119,0	212,8	335,6	488,6
28	14,37	53,01	118,5	211,6	333,3	484,5
30	14,35	52,89	118,0	210,6	331,3	481,1
32	14,34	52,78	117,7	209,7	329,7	478,2
34	14,33	52,69	117,4	209,0	328,3	475,8

Фиг. 3. Графично представяне на Φ_t при 0,5 km и 1 kmФиг. 4. Графично представяне на Φ_t при 1,5 km, 2 km, 2,5 km и 3 km

2.2. Резултати при обстановка $S_M < 5$ km

Оценката на коефициента на атмосферна екстинкция $\alpha^{(e)}$ при $S_M < 5$ km (1, 2 и 4 km, което съответства на слаба мъгла, много слаба мъгла и димка):

Таблица 2. Зависимост между S_M и $\alpha^{(e)}$

S_M [km]	$\alpha^{(e)}$ [km ⁻¹]
1	1,842
2	0,875
4	0,414

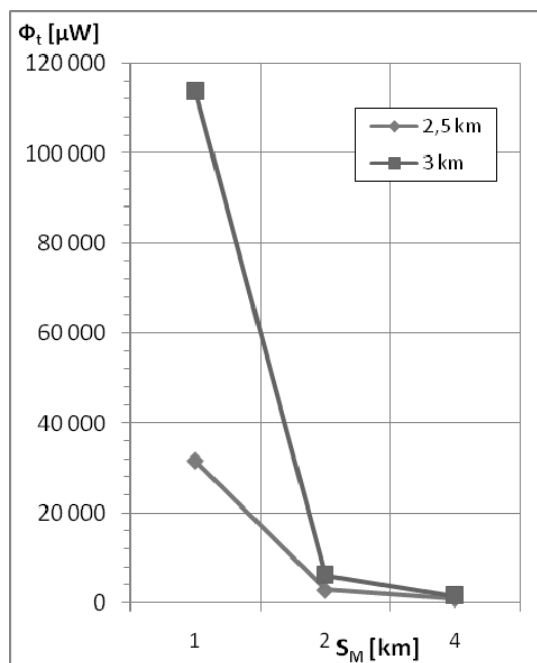
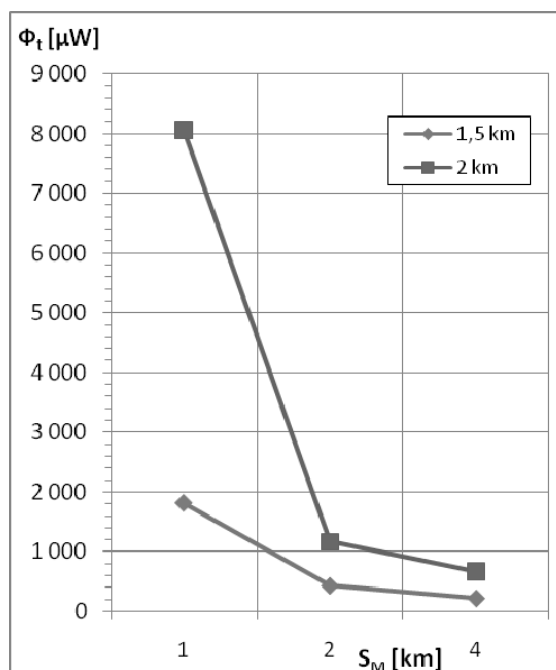
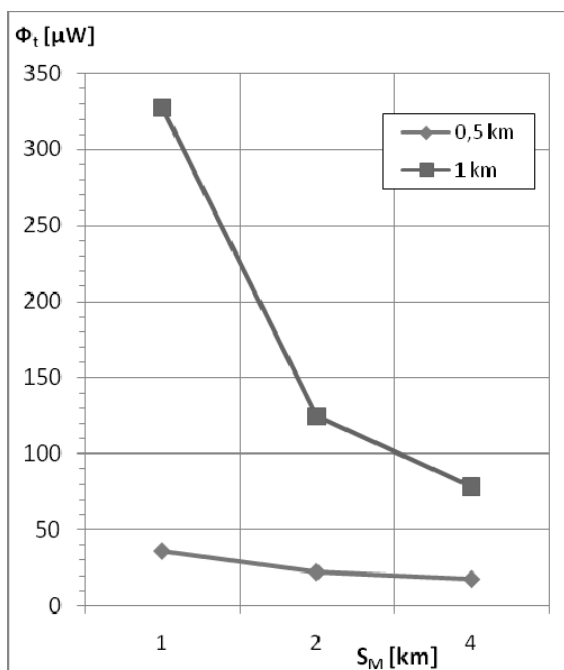
Табл. 3. Оценката на атмосферна прозрачност τ_a

Z [km] \ S_M [km]	0,5	1	1,5	2	2,5	3
1	39,8%	15,8%	6,3%	2,5%	1,0%	0,4%
2	64,5%	41,7%	26,9%	17,4%	11,2%	7,2%
4	81,3%	66,1%	53,7%	43,6%	35,5%	28,8%

Оценката на стойността на оптичния поток Φ_t :

Табл. 4. Резултати за $\Phi_t [\mu W]$

$S_M [km]$ \ $Z [km]$	0,5	1	1,5	2	2,5	3
1	35,70	327,1	1816	8057	31530	113900
2	22,01	124,4	425,7	1165	2810	6257
4	17,49	78,47	213,3	663,6	888,6	1572



Фиг. 5, 6 и 7. Графично представяне на Φ_t при 0,5, 1, 1,5, 2, 2,5 и 3 km

3. Заключение

В настоящата публикация е изследван алгоритъм за общо инженерно проектиране на ТАОКС. Алгоритъмът е изпълнен при конкретно зададени входни данни. Въз основа на направените изчисления се налагат следните изводи:

1. Стойностите за оптичния поток Φ_t се влияят както от атмосферните условия, така и от дължината на трасето.

2. При $S_m > 5 \text{ km}$ (ясно време) и $Z = 0,5 \text{ km}$ и 1 km разликата между необходимата мощност на оптичния поток при $S_M = 6 \text{ km}$ и $S_M = 34 \text{ km}$ е приблизително $1,5 \text{ }\mu\text{W}$. При $Z = 3 \text{ km}$ тази разлика достига до $400 \text{ }\mu\text{W}$.

3. При $S_m < 5 \text{ km}$ (мъгла) влиянието на оптичния поток от атмосферните условия силно нараства спрямо ясното време. При $Z = 0,5 \text{ km}$ разликата между необходимата мощност на оптичния поток при $S_M = 1 \text{ km}$ и $S_M = 4 \text{ km}$ е приблизително $18 \text{ }\mu\text{W}$. При $Z = 3 \text{ km}$ тази разлика достига приблизително 112 mW , като необходимата мощност при $S_M = 1 \text{ km}$ и $Z = 3 \text{ km}$ е 114 mW .

4. От получените стойности за мощността на оптичния поток, обхващащи широки граници на атмосферните условия, става ясно, че ТАОКС са надеждни и доставят необходимата производителност при сравнително ниска изходна мощност на лазерния източник.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hennes Henniger, Otakar Wilfert. An Introduction to Free-space Optical Communications, 2010.
2. Mitsuji Matsumoto. Next Generation Free-space Optical System by System Design Optimization and Performance Enhancement, 2012.
3. Фердинандов, Е., Пачеджиева Б., Димитров К. Оптични комуникационни системи, Техника, 2007.
4. Попов, А., Б. Арнаудов. Полупроводникови светодиоди и лазери, София, Наука и изкуство, 1987.

ENGINEERING DESIGN OF TRANSATMOSPHERIC OPTICAL COMMUNICATION SYSTEMS

Hr. Shishkov, N. Kafadarova

Faculty of Physics, Plovdiv University „Paisii Hilendarski“

Abstract

In the last 15 years the scientific, technological and commercial interests to „free-space optical communication systems whose transmission medium is the atmosphere“ (open transmission media) have significantly increased. They are called „Transatmospheric optical communication systems“ (TAOCS) and „Free-Space Optical Communication Systems“ or only „Free-Space Optics“ (FSO).

The authors study the impact of different kinds of transatmospheric optical media on the normal performance of TAOCS. In this paper, a description of the algorithm for general engineering design of TAOCS and research of the described algorithm for specific input data are assumed.

РАБОТЕЩ МОДЕЛ НА ЙОНИЗАТОР НА ВЪЗДУХ

Х. Абдулахов, В. Райдовска

Технически колеж – Смолян, гр. Смолян, ул. „Дичо Петров“ 28

1. Въведение

В стратегия за опазване на околната среда до 2018 г., изготвена от екоминистерството [2] е записано, че „българското население е в най-висока степен изложено на здравен риск от наднормени концентрации на прахови частици в атмосферния въздух в сравнение с другите страни, членки на ЕС-27“. Всеки българин вдишва годишно над $55 \text{ } \mu\text{kg}/\text{m}^3$ (микрограма на кубичен метър) канцерогенни фини частици. За ЕС средното ниво е 30 микрограма на човек годишно за 2006 г. Това поставя страната ни на първо място сред страните членки по замърсяване с прахови частици. В градовете и в другите замърсени райони броят на отрицателните йони лесно спада до по-малко от няколкокостотин на cm^3 . Липсата на отрицателни йони и пренасящането с положителни йони допринасят за възникването на психични неразположения като безпокойство и депресия, както и на физически заболявания като главоболие, чести простуди, гадене, безсъние и др.

От физична гледна точка йонизацията е процес, при който електронеутралните атоми на газовете се превръщат в йони – носители на електричен заряд. В природата този процес се осъществява под въздействието на радиоактивното излъчване на земната повърхност, космическите лъчи и ултравиолетовите лъчи. Промисленото замърсяване на въздуха обаче води до „озонен глад“.

Въздухът може да бъде йонизиран с йонизатор. Йонизаторът отделя във въздуха полезни за здравето отрицателни йони, които се свързват със замърсителите във въздуха и ги зареждат отрицателно, като по този начин пречистват въздуха и премахват токсичните субстанции, включително миризми, прах, частици и др.

Известно е, че въздухът е отличен изолатор при нормални условия. Когато в него възникне силно електрично поле (с интензитет 4 – 30 kV/cm), той се йонизира и става проводник.

Коронният разряд се наблюдава около проводници с високо напрежение, където се създава силно нееднородно електрично поле. Наблюдава се слабо светене на газа по дължината на проводника.

В металите винаги има голямо количество хаотично движещи се свободни електрони, които могат да бъдат „изхвърлени“ от метала, ако преодолеят повърхностната разлика в потенциалите. Електронната лавина, създадена при това „изхвърляне“, предизвиква присъединяване на електрони от атомите на кислорода, т.е. образуване на отрицателни йони.

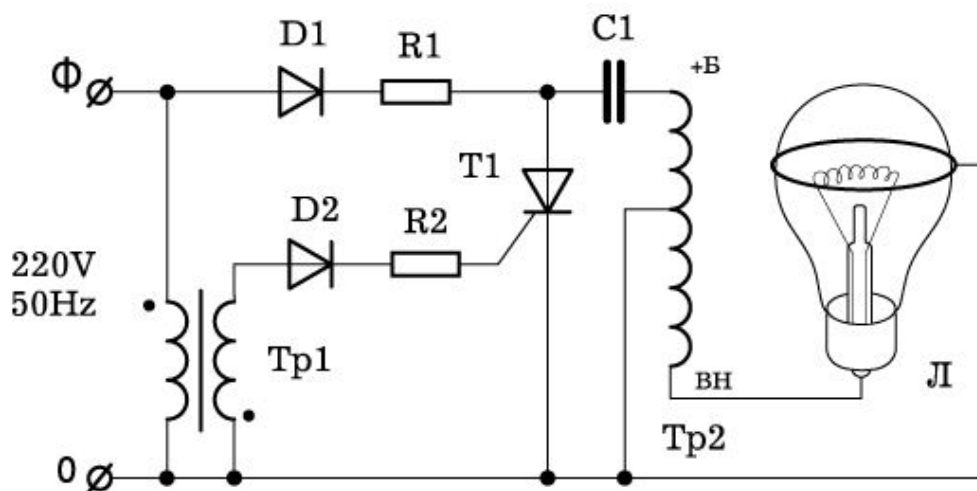
Коронният разряд е в основата на устройствата за йонизация на въздуха.

2. Макет на йонизатора

Реализираният модел е по схема на йонизатора, описана в [1] и дадена на фиг. 1. За постановката са използвани масови и достъпни елементи и материали. За Tr1 е използван трансформатор от касетофон. Трансформаторът е с изходно напрежение 8 V и изходен ток 60 mA. Трансформаторът Tr2 е реализиран чрез автомобилна бобина (от руски автомобил). Останалите елементи са тиристор T1 – KT201/400 V, два диода D1 и D2 – BY 177, кондензатор C1 с номинален капацитет 470nF/400 V и 2 броя резистори R1, R2 с номинално съпротивление 100 Ω.

През положителния полупериод на мрежовото напрежение кондензаторът C1 се зарежда през диода D1, резистора R1 и първичната намотка на Tr2. Във вторичната намотка на Tr2 се индуцира напрежение с големина около 15 kV. През отрицателния полупериод на мрежовото напрежение диодът D1 се запушва, а диодът D2 отпушва. За да се получи необходимото сфазирание, свързването на началата трябва да стане, както е обозначено на фиг. 1. През D2 и резистора R2 протича управляващ ток, който отпушва тиристора T1. Кондензаторът C1 се разрежда през първичната намотка на Tr2, създавайки нов високоволтов импулс на изхода на схемата. Полученото високо напрежение се подава на цокъла на електрическата крушка Л. Върху стъклената повърхност на крушката е навит тънък метален проводник. Свободният край на проводника е свързан към нулата на захранващото напрежение. Разределите се получават между нажежаемата жичка на

електрическата крушка и медния проводник. При тяхната поява кислородът във въздуха се йонизира и се получава озон.

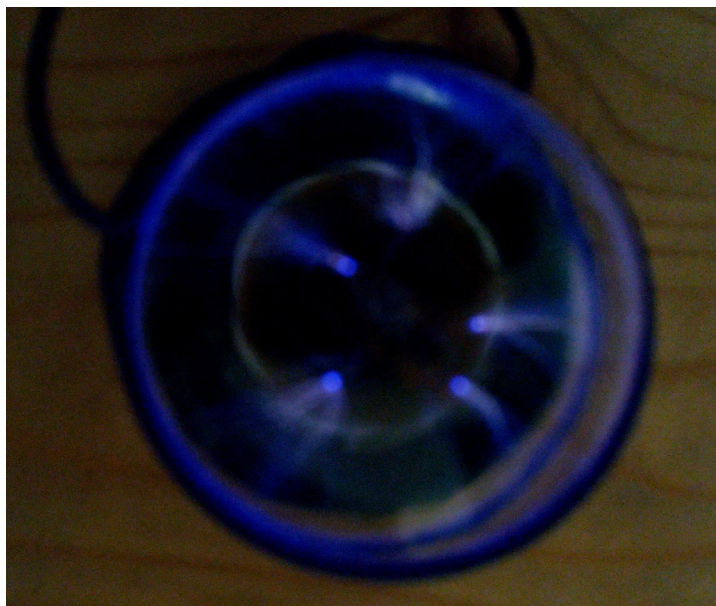


Фиг. 1. Схема на йонизатор за въздух

На фиг. 2. е показана снимка на изработения макет. Той е разположен в подходяща дървена кутия. Ефектът на коронния разряд може да се види на фиг. 3.



Фиг. 2. Действащ макет на йонизатора



Фиг. 3. Наблюдаваният коронен разряд

3. Заключение

Съгласно изискванията на Световната здравна организация във въздуха е необходимо да се съдържат поне 2000 отрицателни йона/см³, но днес хората са принудени да дишат „мъртъв въздух“, в който отрицателните йони са от 0 до 200 бр/см³.

Йонизаторите са устройства, които създават отрицателни кислородни йони. Те пречистват и повишават качеството на въздуха, препятстват разпространението на голяма група заболявания и защитават човек от вредното въздействие на компютри, телевизори и други излъчватели.

На база на съществуващи схеми е изработен действащ макет на йонизатор на въздух. При него йонизацията на въздуха се постига чрез коронен разряд. Използва се принципът на изпускане на електрони под действието на високо напрежение за получаване на отрицателни йони.

Съществува граница в концентрацията на йоните, при превишаване на която не само се прекратява стимулиращото им действие, но се наблюдават и вредни последствия. Поради това се препоръчва битовият йонизатор да се включва периодично – от половин до един час работа и три часа пауза през целия работен ден. Естествено от значение са мощността на устройството и големината на помещението.

ЛИТЕРАТУРА

1. <http://www.constructor.bg/mk/Ozon.htm>
2. Национална стратегия за околна среда 2009 – 2018 г. *Към по-добро качество на живот и устойчива околна среда*
3. <http://tehnoshop.info/product/136/prechistvatel-na-vazduh-s-yonizator-ozonator-uv-bakteritsidna-lampa-hepa-i-e-s-p-filtar-air-purifier-9079-d.html#>

AN WORKING MODEL OF THE AIR IONIZER

H. Abdulahov, V. Raydovska

Technical college of Smolyan

Abstract

On the basis of existing schemes it is made an working model of an air ionizer . The ionization of the air is achieved by corona discharge. It uses the principle of emission of electrons by the action of the high voltage to receive negative ions. The negative ions bind with positively charged harmful particles in the atmosphere. Thus the dirt and the odors are eliminated. The combination of ozone and negative ions increases the human immunity and clears the human body.

***Теоретична
и математическа физика***



КРИТИЧЕН СПЕЦИФИЧЕН ТОПЛИНЕН КАПАЦИТЕТ НА МОДЕЛ НА КЛАСИЧЕСКИ АНХАРМОНИЧЕН КРИС- ТАЛ С ДАЛЕКОДЕЙСТВИЕ

Д. Стойчев, Ек. Писанова

Физически факултет, ПУ „П. Хилендарски“

1. Моделът

Хамилтонианът на модела е [1]

$$H = \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{r}} \left(\frac{P_{\mathbf{r}}^2}{m} - A Q_{\mathbf{r}}^2 \right) + \frac{1}{4} \sum_{\mathbf{r}, \mathbf{r}'} \varphi(\mathbf{r} - \mathbf{r}') (Q_{\mathbf{r}} - Q_{\mathbf{r}'})^2 + \frac{B}{4N} \left(\sum_{\mathbf{r}} Q_{\mathbf{r}}^2 \right)^2, \quad (1)$$

където $P_{\mathbf{r}}$ и $Q_{\mathbf{r}}$ са съответно операторите на импулса и преместването на частица с маса m , намираща се при възел $\mathbf{r}$ на d -мерна хиперкубична решетка. Параметърът $A = \nu_0^2 m > 0$ определя честотата на мода, неустойчива в хармоничното приближение, а параметърът $B > 0$ въвежда в модела анхармонично взаимодействие, което е обратнопропорционално на броя на частиците N . Константите на хармоничното взаимодействие $\varphi(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ определят близкодействащо или далекодействащо взаимодействие, намаляващо с разстоянието $r = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$, като $1/r^{d+\sigma}$. Параметърът $\sigma = 2$ описва близкодействие, а $0 < \sigma < 2$ – далекодействие.

В термодинамичната граница плътността на свободната енергия на модела (1), получена с използване на метода на апроксимация хамилтониан, е [2]

$$f = \frac{A^2}{B} f_0 = \frac{A^2}{B} \left[t \frac{S_d}{(2\pi)^d} \int_0^{x_D} x^{d-1} \ln \left(2 \sinh \left(\frac{\lambda}{2t} \sqrt{\bar{\Delta} + x^\sigma} \right) \right) dx - \frac{1}{4} (1 + \bar{\Delta})^2 \right], \quad (2)$$

където $x_D = 2\pi(d/S_d)^{1/d}$ е радиусът на ефективна сфера, заместваща зоната на Брилюен, $S_d = 2\pi^{d/2}/\Gamma(d/2)$ е повърхнината на d -мерна единична сфера (Γ – гама функцията на Ойлер), а $\bar{\Delta}$ е решението на уравнението за самосъгласуване, което в явен вид е

$$\frac{\lambda S_d}{2(2\pi)^d} \int_0^{x_D} \frac{x^{d-1}}{\sqrt{\Delta + x^\sigma}} \coth\left(\frac{\lambda}{2t} \sqrt{\Delta + x^\sigma}\right) dx = 1 + \Delta. \quad (3)$$

Квантовите свойства на модела се характеризират с параметъра $\lambda = \hbar v_0 / (4E_0)$, където $E_0 = A^2 / (4B)$ е височината на бариера в двумерния потенциал в (1), а $t = T / (4E_0)$ е безразмерна температура.

Моделът (1) описва структурен фазов преход от втори род при критична температура $t_c = t_c(\lambda)$, като запазва много фундаментални свойства на реалните системи, свързани с наличието на квантови и класически флуктуации, зависещи от температурата T , квантовия параметър λ , параметъра на далекодействие σ и пространствената размерност d . Обемното критично поведение и крайноразмерните свойства на модела в (t, λ) -равнината са дискутирани в множество статии (вж. [2] и цитираната там литература, а също [3]-[6]).

Уравнението на критичната линия $t_c = t_c(\lambda)$ се получава, полагайки $\Delta = 0$ в уравнение (3). В неподредената фаза ($t > t_c$) $\bar{\Delta}$ е крайно и възприемчивостта на системата е $\chi = \bar{\Delta}^{-1}$, но когато $t \rightarrow t_c^+$, $\bar{\Delta} \ll 1$.

Уравнения (2) и (3) играят централна роля в изследването на обемното критично поведение на модела. Например за специфичния топлинен капацитет $c(T) \equiv -T(\partial^2 f / \partial T^2)$ имаме

$$c(t) = -t \frac{\partial^2 f_0}{\partial t^2}. \quad (4)$$

В тази статия е изследвано обемното критично поведение на специфичния топлинен капацитет на класически системи ($\lambda \rightarrow 0^+$) в неподредената фаза и е определен критичният показател α_s при $d_l < d < d_u$, където $d_l = \sigma$ е долната критична размерност, а $d_u = 2\sigma$ е горната критична размерност.

Нека да отбележим, че в [6] е получен аналитичен израз за критичния специфичен топлинен капацитет на класически системи в неподредената фаза в една по-широка околност на критичната точка при горната критична размерност $d_u = 2\sigma$.

2. Критичен специфичен топлинен капацитет на класически системи

За класически системи ($\lambda \rightarrow 0^+$) f_0 в уравнение (2) и уравнението за самосъгласуване (3) се преобразуват съответно в

$$f_0 = t \ln \left(\frac{\lambda}{t} \right) + \frac{t}{2} U_{d,\sigma}(\bar{\Delta}) - \frac{1}{4} (1 + \bar{\Delta})^2 \quad (5)$$

и

$$t \frac{dU_{d,\sigma}(\Delta)}{d\Delta} = 1 + \Delta, \quad (6)$$

където е въведена функцията

$$U_{d,\sigma}(\Delta) = \frac{S_d}{(2\pi)^d} \int_0^{x_D} x^{d-1} \ln(\Delta + x^\sigma) dx. \quad (7)$$

Уравнението за самосъгласуване (6) в явен вид се изразява чрез хипергеометричната функция $F(a, b; c; z)$:

$$t \frac{S_d}{(2\pi)^d} \frac{1}{d} \frac{x_D^d}{(\Delta + x_D^\sigma)} F\left(1, 1; 1 + \frac{d}{\sigma}; \frac{x_D^\sigma}{x_D^\sigma + \Delta}\right) = 1 + \Delta. \quad (8)$$

От (8) при $\Delta = 0$ се определя критичната температура t_c :

$$t_c = \frac{d - \sigma}{d} x_D^\sigma, \quad d > \sigma. \quad (9)$$

Така от (4), (5) и (6) за специфичния топлинен капацитет на модела (1) в класическата граница ($\lambda \rightarrow 0^+$) се получава:

$$c(t) = 1 - \frac{1}{2} (1 + \bar{\Delta}) \frac{\partial \bar{\Delta}}{\partial t}. \quad (10)$$

Известно е, че в неподредената фаза ($t > t_c$) близо до критичната точка ($t \rightarrow t_c^+$) решението $\bar{\Delta}$ на (8) намалява с намаляването на t и $\bar{\Delta} = 0$ при $t \leq t_c$ [2]. Тогава специфичният топлинен капацитет (10) запазва своята максимална стойност, $c_{\max}(t) = 1$, при $t \leq t_c$ и следователно законът на Дюлонг-Пти от класическата термодинамика е в сила при $T \leq T_c$. Резултатът (10) беше получен за първи път в [6]. Подобно поведение има специфичният топлинен капацитет на средносферичния модел на феромагнит [2, стр. 89], който принадлежи към същия клас на универсалност.

За да се получи явният вид на (8) в околност на критичната точка ($t \rightarrow t_c^+$), т.е. когато $\Delta \ll 1$, хипергеометричната функция се преобразува по формулата [7, формула 15.3.6]

$$\begin{aligned}
F(a, b; c; z) &= \frac{\Gamma(c)\Gamma(c-a-b)}{\Gamma(c-a)\Gamma(c-b)} F(a, b; a+b-c+1; 1-z) + \\
&+ (1-z)^{c-a-b} \frac{\Gamma(c)\Gamma(a+b-c)}{\Gamma(a)\Gamma(b)} F(c-a, c-b; c-a-b+1; 1-z) \\
&(|\arg(1-z)| < \pi)
\end{aligned} \tag{11}$$

и след това се развива в ред в околност на $\Delta = 0$. Така, при $\sigma < d < 2\sigma$, когато $t \rightarrow t_c^+$, ограничавайки се с главния $\Delta^{(d-\sigma)/\sigma}$ -член в разложението, уравнението за самосъгласуване (8) добива вида:

$$\left(\frac{t}{t_c} - 1 \right) \approx \frac{(d-\sigma)\pi}{\sigma x_D^{d-\sigma} |\sin(\pi d/\sigma)|} \Delta^{\frac{d-\sigma}{\sigma}}, \quad \sigma < d < 2\sigma \tag{12}$$

и търсеното решение е

$$\bar{\Delta} \approx x_D^\sigma \left[\frac{\sigma}{(d-\sigma)} \frac{|\sin(\pi d/\sigma)|}{\pi} \right]^{\frac{\sigma}{d-\sigma}} \left(\frac{t}{t_c} - 1 \right)^{\frac{\sigma}{d-\sigma}}, \quad \sigma < d < 2\sigma. \tag{13}$$

Получените резултати (12) и (13) са известни [2].

Използвайки (13) и (10), ние можем да запишем критичния специфичен топлинен капацитет на класическа система при $d_l < d < d_u$ във вида:

$$c(\varepsilon) \approx 1 - D\varepsilon^{-\alpha_s}, \tag{14}$$

където $\varepsilon = t/t_c - 1 \rightarrow 0^+$ е мярка за отклонението от критичната точка,

$$D = \left[\left(\frac{x}{2} \right)^{x-1} (x-1)^{1-2x} \frac{|\sin(\pi x)|}{\pi} \right]^{\frac{1}{x-1}}, \tag{15}$$

а критичният показател α_s е

$$\alpha_s = -\frac{2-x}{x-1}, \quad 1 < x < 2. \tag{16}$$

В (15) и (16) е използвано означението $x = d/\sigma$.

3. Заключение

Изследвано е критичното поведение на специфичния топлинен капацитет на модел, описващ структурни фазови преходи в класически анхармоничен кристал с далекодействие при $d_l < d < d_u$. Показано

е, че специфичният топлинен капацитет остава краен в критичната точка, като в подредената фаза е в сила законът на Дюлонг-Пти. Получен е асимптотичният израз (14) за критичния специфичен топлинен капацитет в не подредената фаза, от който лесно се вижда, че при фиксирано d/σ критичният специфичен топлинен капацитет намалява с отдалечаване от критичната точка. Полученият критичен показател α_s , даден с (16), съвпада с този на класическия средносферичен модел на феромагнетик [2]. Това не е изненадващо, т.к. двата модела принадлежат на един клас на универсалност.

Важно е да се отбележи, че критичният показател α_s и коефициентът D в (14) са функции само на отношението d/σ .

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Schneider, E. Stoll and H. Beck, Physica A 79, 201 (1975).
2. J. G. Brankov, D. M. Danchev and N. S. Tonchev, The Theory of Critical Phenomena in Finite-Size Systems – Scaling and Quantum Effects, Series in Cond. Matt. Phys. 9 (World Scientific, Singapore, 2000).
3. E. S. Pisanova, N. S. Tonchev and Hr. T. Kisov, AIP Conf. Proc. 1203, 255 (2009).
4. E. S. Pisanova and N. S. Tonchev, J. Phys.: Conf. Ser. 253, 012020 (2010).
5. E. S. Pisanova and S. I. Ivanov, Bulg. J. Phys. 40, 159 (2013).
6. E. S. Pisanova and S. I. Ivanov, J. Phys.: Conf. Ser. 558, 012019 (2014).
7. Справочник по специальным функциям, под ред. М. Абрамовица и И. Стиган (Наука, Москва, 1979).

THE CRITICAL SPECIFIC HEAT CAPACITY OF A MODEL OF CLASSICAL ANHARMONIC CRYSTAL WITH LONG-RANGE INTERACTION

D. Stoychev, E. Pisanova

Faculty of Physics, University of Plovdiv

Abstract

The bulk critical behavior of the specific heat capacity of a classical anharmonic crystal with long-range interaction (decreasing at large distances r as $r^{-d-\sigma}$, where d is the space dimensionality and $0 < \sigma \leq 2$) is studied. In the disordered phase for $\sigma < d < 2\sigma$ the critical exponent α_s is obtained.

КВАНТОВИ ТОЧКИ: КЛАСИФИКАЦИЯ, КВАНТОВО-РАЗМЕРНИ ЕФЕКТИ И БИОПРИЛОЖЕНИЯ

Д. Янакиев, Ек. Писанова

Физически факултет, ПУ „П. Хилендарски“

1. Въведение

Целта на нанотехнологиите се състои в управление на поведението на отделни наночастици при създаването на нови наноструктури и наноустройства. Могат да се отделят три основни типа наноструктури, в които движението на електроните е пространствено ограничено в едно, две и три направления, наричани съответно: 1) тънки слоеве – 2-мерни системи; 2) квантови нишки – 1-мерни системи и 3) квантови точки – 0-мерни системи. Най-важното свойство на наноструктурите се явява зависимостта на енергетичните им спектри от размера на структурата, ограничаващ движението на електроните – квантово-размерен ефект [1].

В настоящия обзор се разглеждат различни видове квантови точки в зависимост от техния размер, форма и състав. Дискутират се квантово-размерни ефекти и възможности за контрол на свойствата на квантовите точки. Представени са енергетичните спектри на едно-частичните състояния в еднозонни модели на квантови точки с форма на сфера, правоъгълен паралелепипед и цилиндър. Накратко са дискутирани биоприложения на квантовите точки като нов клас от неорганични флуорофори.

2. Типове квантови точки

Квантова точка се нарича полупроводников нанокристал с размери от няколко нанометра до няколко десетки нанометра, в който, вследствие малките размери на обекта, квазинепрекъснатият енергетичен спектър на зоната на проводимостта и на валентната зона на обемния полупроводник е трансформиран в дискретен спектър на състоянията и електронът се държи като в примерна потенциална яма [1].

Аналогично на преходите между енергетичните нива в атома, при преход на електроните между енергетичните нива в квантовата точка се излъчва или поглъща фотон. Честотите на преходите, т.е. дължините на вълните на поглъщане или луминесценция, лесно се управляват, променяйки размера на квантовата точка (в термините на полупроводниковите материали – възможност за контрол на ефективната ширина на забранената зона).

Квантовите точки могат да бъдат класифицирани по няколко параметъра [2]:

А. Състав (полупроводников материал). Тъй като квантовите точки представляват практически интерес главно като луминесцентни материали, могат да се отделят следните класове полупроводници: а) широкозонни (TiO_2) – ултравиолетова област; б) среднозонни (A_2B_6 , A_3B_5) – видима област; в) тяснозонни (A_2B_4) – близката инфрачервена област.

Б. Форма. Съществено влияе на свойствата на квантовите точки: а) сферични – най-прости за изготвяне и засега с най-голямо практическо приложение; б) елипсоидални – намират приложение като източници на поляризирано лъчение; в) нанокристали със сложна геометрия.

В. Многокомпонентни квантови точки – синтезирани от полупроводници с различни характеристики, главно с различна ширина на забранената зона: а) легирани квантови точки – количеството на вкараните примеси (Mn, Cu) е малко (1 – 10 атома на квантова точка, състояща се от 300 – 1000 атома) и не променя електронната структура на квантовата точка, но взаимодействието между примесния атом и възбуденото състояние на квантовата точка има диполен характер и се свежда до предаване на възбуждането; б) квантови точки на основата на твърди разтвори – както и в случая на обемни полупроводници, образуването на твърди разтвори води до модификация на енергетичния спектър и позволява да се променя ефективната ширина на забранената зона при фиксиран размер; в) квантови точки на основата на хетеропреходи – това са квантови точки от типа ядро-обвивка (ядрото е от един полупроводник, обвивката – от друг), които от своя страна са два вида: 1) ядро – тяснозонен полупроводник, и обвивка – широкозонен полупроводник, при което по-широкозонният полупроводник локализира двойката електрон-дупка в ядрото и така се увеличава ефективността на луминесценция; 2) ширините на забранените зони на полупроводниците са съпоставими, обаче краищата на зоните са изместени една спрямо друга – за фотовъзбудените носители на за-

ряд в такъв кристал е енергетически изгодно да се намират в различни части на нанокристала, например за електрона е изгодно да се намира в обвивката, а за дупката – в ядрото (или обратно), и така се постига голямо време на живот на фотовъзбудената двойка електрон-дупка (вследствие намаляване препокриването на вълновите им функции).

3. Квантово-размерни ефекти за квантови точки с проста форма

За намиране на енергетичния спектър и вълновите функции на нискоразмерни системи най-често се използва една или друга форма на метода на ефективната маса (**kP** – теория на пертурбациите), чиято основна идея се заключава в това, че вълновата функция на електрона (дупката) представлява линейна комбинация на произведения на бързо осцилиращи в областта на елементарната клетка на кристала амплитуди на Блох $u_n(\mathbf{r})$ и бавно изменящи се в елементарната клетка вълнови функции $\psi_n(\mathbf{r})$

$$\Phi(\mathbf{r}) = \sum_n u_n(\mathbf{r}) \psi_n(\mathbf{r}), \quad (1)$$

където сумирането е по изродените състояния. В случая на проста орбитално-неизродена зона (например зоната на проводимостта в полупроводниците A_3B_5) в (1) остава само едно събираемо, в което вълновата функция $\psi(\mathbf{r})$ на квантовата точка се определя от уравнението на Шрьодингер

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m^*} \Delta + V(\mathbf{r}) \right) \psi(\mathbf{r}) = E \psi(\mathbf{r}), \quad (2)$$

където m^* е ефективната маса на носителите на заряда в разглежданата зона, а $V(\mathbf{r})$ – тримерната потенциална яма, която пространствено ограничава движението на носителите на заряда. Оттук следва, че за еднозонен модел на квантова точка задачата за едночастичните състояния се свежда до задача за движение на частица в потенциална яма. Когато потенциалната яма $V(\mathbf{r})$ има безкрайно високи стени (например за квантова точка с изолаторна обвивка), вълновите функции и енергетичните спектри на електрона (дупката) в квантови точки с проста форма (сфера, правоъгълен паралелепипед и цилиндър) са представени по-долу.

А. Сферична квантова точка с радиус R :

Ако се приеме, че квантовата точка представлява сфера с радиус R , тогава потенциалната яма има вида $V(\mathbf{r}) = \begin{cases} 0, r \leq R, \\ \infty, r \geq R, \end{cases}$, където $r = |\mathbf{r}|$ и при условията $\psi(0) \neq \infty$ и $\psi(\mathbf{r})|_{r=R} = 0$ вълновите функции в сферични координати и енергиите на електрона (дупката) в квантовата точка се дават с изразите [3]:

$$\psi_{nlm}(r, \theta, \varphi) = \sqrt{\frac{2}{R^3}} \frac{j_l(k_{nl}r)}{j_{l+1}(\xi_{nl})} Y_{lm}(\theta, \varphi), \quad E_{nl} = \frac{\hbar^2 k_{nl}^2}{2m^*}. \quad (3)$$

В (3) n , l и m са съответно главно, орбитално и магнитно квантово число, $j_l(x)$ – сферични функции на Бесел, $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ – сферични функции на Лаплас, $k_{nl} = \xi_{nl}/R$, а ξ_{nl} е n -тият корен на $j_l(x)$ ($j_l(\xi_{nl}) = 0$);

Б. Квантова точка с форма на правоъгълен паралелепипед с ребра L_x , L_y и L_z :

Вълновите функции в декартови координати и енергиите на електрона (дупката) в квантовата точка са [3]:

$$\psi_{\mathbf{n}}(x, y, z) = \sqrt{\frac{8}{L_x L_y L_z}} \sin(k_{n_x} x) \sin(k_{n_y} y) \sin(k_{n_z} z), \quad E_{\mathbf{n}} = \frac{\hbar^2 k_{\mathbf{n}}^2}{2m^*}, \quad (4)$$

където с вектора $\mathbf{n} = (n_x, n_y, n_z)$ е обозначен наборът от трите квантови числа n_x , n_y и n_z , приемащи цели стойности, а $k_{n_i} = \pi n_i / L_i$ ($i = x, y, z$);

В. Цилиндрична квантова точка с височина h и радиус на основата ρ_0 :

В този случай едночастичните състояния в квантовата точка в цилиндрични координати се описват с

$$\psi_{nl n_z}(\rho, \varphi, z) = \sqrt{\frac{2}{\pi h \rho_0^2}} \frac{J_l(k_{nl} \rho)}{J_{l+1}(\zeta_{nl})} \sin(k_{n_z} z) e^{il\varphi}, \quad E_{nl n_z} = \frac{\hbar^2 (k_{nl}^2 + k_{n_z}^2)}{2m^*}, \quad (5)$$

където n , l и n_z са квантови числа, $J_l(x)$ – функция на Бесел, $k_{n_z} = \pi n_z / h$, $k_{nl} = \zeta_{nl} / \rho_0$, а ζ_{nl} е n -тият корен на $J_l(x)$ ($J_l(\zeta_{nl}) = 0$).

От (3)-(5) пряко следва, че тримерното пространствено ограничение на движението на носителите на заряда води до разцепване на техния непрекъснат енергетичен спектър $E(\mathbf{k}) = \hbar^2 k^2 / 2m$ на диск-

ретни нива с енергия, зависеща от размерите на квантовата точка. Квантово-размерният ефект има ключова роля в оптичните свойства на квантовите точки.

4. Биоприложения

Едни от най-перспективните приложения на колоидни квантови точки (полупроводникови нанокристали в органични и водни разтвори), като флуоресцентни маркери за интроскопия на биологични структури и за свръхчувствително наблюдение на биохимични реакции, са обусловени от уникалните им оптични свойства [4 – 8]:

- тесен симетричен пик на флуоресценция, положението на който зависи от размера на квантовата точка и нейния химичен състав (важно при анализа на многоцветни изображения);
- широка ивица на възбуждане, позволяваща да се възбуждат различни по размери и състав квантови точки от един източник на светлина;
- висока яркост на флуоресценция;
- уникална фотоустойчивост (от няколко часа до няколко дни).

Флуоресцентният маркер представлява флуорофор, свързан с молекула-свързка, която може селективно да се свързва с наблюдаемата биоструктура (мишена).

Недостатъци на органичните оцветители, използвани като маркери-флуорофори, са: ниската устойчивост към фотообезцветяване (непозволяваща да се провежда дълго време измерване), необходимост от използване на няколко източника на светлина за възбуждане на различни оцветители, широк и асиметричен пик на флуоресценция (затруднява анализа на многоцветни изображения) [4 – 8].

За използване на квантовите точки *in vivo* е необходимо да се намали тяхната токсичност. За тази цел е предложено използването в качеството на луминофори на инертни полимерни наносфери с диаметър 50 – 300 nm с внедрени до 10^4 квантови точки. При използване на наносфери качеството на изображението не се губи, а съществено се повишава интензивността на светене на маркера и следователно чувствителността на измерването. Освен това в наносферата могат да се внедрят нанокристали с различни дължини на вълните на флуоресценция, в различни концентрации, формирайки по такъв начин „цвят“ на сумарното излъчване на маркера. Така могат да се контролират оптичните параметри на маркера с използване на ограничено количество типове квантови точки. Освен това оптичните параметри на квантовите точки, внедрени в наносфери, слабо са подложени на влиянието на средата, обкръжаваща биоструктурата [6 – 8].

Квантовите точки и наносферите с квантови точки са идеални флуорофори за свръхчувствителен анализ в молекулярните биотехнологии и биоинженерството. Макар много аспекти на използването им да изискват изясняване, флуоресцентните маркери на основата на квантови точки вече са демонстрирали своите големи възможности в биологичния анализ [4 – 8].

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Pedersen, Quantum size effects in nanostructures (Aalborg University, Lecture notes, 2006) 1 – 33.
2. Р. Б. Васильев, Д. Н. Дирин, Квантовые точки: синтез, свойства, применение (МГУ, Москва, 2007) 1 – 50.
3. З. Флюгге, Задачи по квантовой механике, т. 1 (Мир, Москва, 1974) 1 – 341.
4. В. А. Олейников, А. В. Суханов, И. Р. Набиев, Российские нанотехнологии 2, 160 (2007).
5. В. А. Олейников, Природа 3, 22 (2010).
6. Alireza Valizadeh et al., Nanoscale Res. Lett. 7, 480 (2012).
7. Adriana Fontes and Beate Santos (ed.), Quantum dots: applications in biology (New York, Humana Press, 2014), 1 – 258.
8. Lijia Shao, Yanfang Gao and Feng Yan, Sensors 11, 11736 (2013).

QUANTUM DOTS: CLASSIFICATION, QUANTUM SIZE EFFECTS AND BIO-APPLICATIONS

D. Yanakiev, Ek. Pisanova

*Faculty of Physics, University of Plovdiv,
Tzar Assen Str.24, 4000 Plovdiv, Bulgaria*

Abstract

In this review various types of quantum dots according to their size, shape and composition are considered. Quantum size effects and possibilities for control of their properties are discussed. The energy spectra of the one-particle states in one-zone models of quantum dots with simple shape are presented. Bio-applications of quantum dots as a novel class of inorganic fluorophores are discussed.

HOLOGRAPHIC MESONS IN GLOBAL PILCH-WARNER GEOMETRY

R. Rashkov^{1,2}, T. Vetsov²

¹ *Institute for Theoretical Physics, Vienna University of Technology,
Wiedner Hauptstr. 8-10, 1040 Vienna, Austria.*

² *Department of Physics, Sofia University,
5 James Bourchier Blvd., BG-1164 Sofia, Bulgaria*

Abstract

In this paper we study D7-brane scalar fluctuations in global Pilch-Warner background geometry. We consider configurations of the probe brane compatible with the kappa symmetry preserving condition and the classical equations of motion. The corresponding meson spectra, obtained by the fluctuations along the transverse brane directions, admit equidistant structure for the higher modes, but some of them show additional shifts in their ground states.

1. Introduction

The AdS/CFT correspondence is a fascinating duality relating 10 dimensional IIB string theory in the weak coupling regime to a four dimensional $SU(N)$ gauge field theory with strong coupling constant, and vice-versa. In this case the gauge field theory lives on the boundary of the spacetime where the strings move. This correspondence gives us the opportunity to study non-perturbative phenomena in Yang-Mills theory with tools available in the classical superstring theory and supergravity.

In the original Maldacena setup [1] there is an $\mathcal{N} = 4$ supersymmetric Yang-Mills theory on the gauge side of the correspondence, and a stack of parallel N_c D3-branes on the string side of the correspondence. Here both endpoints of the strings are attached to the same stack of D3-branes, which allows only adjoint fields. Adding flavors or fundamental matter like quarks can be achieved by introducing a separate stack of N_f D7 probe branes. Such configurations result in appearance of $SU(N_f)$ global flavor

symmetry [2]. Now the endpoints of the fundamental strings lie on a different stack of branes. Since they are separated in some directions at finite length, and therefore the strings have finite energy, the quark mass is given by the separation distance times the string tension: $m_q = L / 2\pi\alpha'$. If we consider the case where $N_f \ll N_c$ and then take large number of D3-branes, we end up with a strongly coupled dual gauge theory, and a stack of D3-branes sourcing the background geometry. In the limit of large N_c the stack of D3-branes can effectively be replaced by the $AdS_5 \times S^5$ space. This setup allows us to study the N_f D7-branes in the probe limit, where the energy density of the stack of D7-branes does not backreact on the background geometry.

Variety of supersymmetric meson spectra were found in [3, 4] (for an extensive review see [5]). In order to find realistic string theory description of QCD and the Standard model we have to reduce the supersymmetry to some level, but still keeping control on the theory. A way to achieve this goal is to consider deformations of the initial $AdS_5 \times S^5$ geometry [6, 7], or involvement of external magnetic or electric fields [8-11]. Such configurations will break the supersymmetry and theories with less supersymmetry will emerge. In this context PW geometry [12-14] is a fine example of such deformed geometry.

This paper is organized as follow. First we give some details about Pilch-Warner background and D7-brane embeddings. In section 3 we give the form of the kappa symmetry matrix for the D7 probe brane. After solving the kappa symmetry preserving condition we find D7-brane embeddings, which are compatible with the kappa symmetry and the classical equations of motion. In section 4 we consider the kappa symmetric D7-brane embedding and study the corresponding spectrum of scalar fluctuations. Finally, we conclude by briefly discussing the results in section 5. The full paper is given in [20].

2. PW Geometry and D-brane embeddings

Pilch-Warner geometry is a solution of five-dimensional $\mathcal{N} = 8$ gauged supergravity lifted to ten dimensions. In the UV critical point it gives the maximally supersymmetric $AdS_5 \times S^5$ space, while in the infrared point (IR) of the flow it describes warped AdS_5 times squashed S^5 . In this paper we will restrict ourselves to the IR critical point. An important feature on the gravity side is that it preserves 1/8 supersymmetry everywhere along the flow, while at IR fixed point it is enhanced to 1/4.

On the SYM side the IR point corresponds to the large N limit of the superconformal $\mathcal{N}=1$ theory of Leigh-Strassler [15]

The Pilch-Warner metric in global coordinates at the IR fixed point is given by [16]:

$$ds_{1,4}^2(IR) = L^2 \Omega^2 \left(-\cosh^2 \rho d\tau^2 + d\rho^2 + \sinh^2 \rho d\Omega_3^2 \right), \quad (1.1)$$

$$ds_5^2 = \frac{2L^2 \Omega^2}{3} \left[d\theta^2 + \frac{4\zeta}{3-\chi} (\sigma_1^2 + \sigma_2^2) + \frac{4\sin^2 2\theta}{(3-\chi)^2} (\sigma_3 + d\phi)^2 \right. \\ \left. + \frac{2}{3} \left(\frac{1-3\chi}{\chi-3} \right)^2 \left(d\phi - \frac{4\zeta}{1-3\chi} \sigma_3 \right)^2 \right], \quad (1.2)$$

where $\chi = \cos 2\theta$, $\zeta = \cos^2 \theta$, $d\Omega_3^2 = d\phi_1^2 + \sin^2 \phi_1 (d\phi_2^2 + \sin^2 \phi_2 d\phi_3^2)$ is the metric on the unit 3-sphere, $\Omega^2 = 2^{1/3} \sqrt{3 - \cos 2\theta} / \sqrt{3}$ represents the warp factor at the IR point, and σ_i are the left-invariant 1-forms $\sigma_1 = (\sin \beta d\alpha - \cos \beta \sin \alpha d\gamma) / 2$, $\sigma_2 = -(\cos \beta d\alpha + \sin \beta \sin \alpha d\gamma) / 2$ and $\sigma_3 = (d\beta + \cos \alpha d\gamma) / 2$, satisfying $d\sigma_i = \varepsilon_{ijk} \sigma_j \wedge \sigma_k$.

As a supergravity solution the PW background includes non-trivial Ramond-Ramond (R-R) and Neveu-Schwarz (NS-NS) form fields. The field content of the IIB string theory contains the following R-R potentials, C_0, C_2, C_4, C_6, C_8 , with their corresponding field strengths, and the NS-NS Kalb-Ramond two-form B_2 . These fields satisfy certain Bianchi identities and equations of motion, which can be found in [17]. Their pullbacks on the D-brane world volume will induce certain terms in the action. The full D-brane effective action, governing the low energy dynamics of the D p -branes, is given by

$$S_{D_p} = -T_p \int d^{p+1} \xi e^{-\Phi} \sqrt{-\det(\mathcal{G} + \mathcal{F})} + \mu_p \int \sum_n P[C_{(n)}] \wedge e^F, \quad (1.3)$$

where $\mathcal{F} = \mathcal{B}_{(2)} + 2\pi\alpha' F_{(2)}$ is the invariant gauge two-form, $F_{(2)}$ is the world volume gauge field, $\mathcal{B}_{(2)}$ is the pullback of the Kalb-Ramond field, and $P[C_{(n)}]$ is the pullback of the R-R n -form potentials. The relation between the D p -brane tension T_p and its charge μ_p is fixed by the supersymmetry: $\mu_p = \pm T_p$. We also have the dilaton Φ and the pullback $\mathcal{G}$ of the background metric, $\mathcal{G}_{ab} = G_{AB} \partial_a X^A \partial_b X^B$, where the indices $a, b = 0, \dots, p$ span the world volume of the D p -brane, while $A, B = 0, \dots, 9$

span the whole spacetime. The first term in (1.3) is the Dirac-Born-Infeld (DBI) action, and the second term is the Wess-Zumino (WZ) action [16, 17]. The later has to be expanded in formal series where only $(p+1)$ -forms are selected.

In what follows we would like our D7 probe to extend on the whole warped AdS_5 space, while wrapping a three sphere of the squashed S^5 spanned by the angles (α, β, γ) . This leave us with the following general D7-brane embedding in global PW coordinates:

$$\xi^a = (\tau, \rho, \phi_1, \phi_2, \phi_3, \alpha, \beta, \gamma), \quad \theta = \theta(\xi^a), \quad \phi = \phi(\xi^a), \quad (1.4)$$

where ξ^a are the world volume coordinates, and (θ, ϕ) are normal to the brane.

3. Kappa symmetry matrix

Our D-brane effective action has an additional local fermionic gauge symmetry – kappa symmetry. It implies that half of the components of the background killing spinor ϵ are actually gauge degrees of freedom and can be gauged away. This symmetry is required for the preservation of spacetime covariance and supersymmetry. The general formalism to study supersymmetric bosonic world volume solitons requires that any such configuration must satisfy the kappa symmetry preserving condition [18]:

$$\Gamma_k \epsilon = \epsilon, \quad (1.5)$$

where $\Gamma_k^2 = 1$ and ϵ is a Weyl spinor. It is important to stress that kappa symmetry invariance is necessary to define a supersymmetric field theory on the brane, but not sufficient. To determine the supersymmetric configurations of the probe the kappa projection condition (1.5) must be compatible with some additional projections of the supergravity background Killing spinor ϵ .

In [19] we find the following $(p+1)$ -form kappa symmetry matrix:

$$(\Gamma_k)_{(p+1)} = \frac{1}{\sqrt{-\det(G+F)}} \sum_{\ell=0}^{k+1} \gamma_{(2\ell)} \sigma_3^\ell \wedge e^F i \sigma_2, \quad p = 2k+1. \quad (1.6)$$

Here $F = 2\pi\alpha' F_{(2)} + B_{(2)}$, $B_{(2)} = P[B_{(2)}]$, $G = P[G]$, and the notation $\gamma_{(\ell)}$ stands for the wedge product of the following one-forms: $\gamma_{(1)} \equiv d\xi^a \gamma_a = d\xi^a \partial_a X^M E_M^I(X) \Gamma_I$, where $E_M^I(X)$ are the vielbeins of the PW metric, and Γ_I are the Dirac matrices in ten dimensions.

For the D7-brane only 8-form terms are selected. Thus (1.6) takes the form

$$(\Gamma_\kappa)_{(8)} = \frac{1}{\sqrt{-\det(\mathcal{G} + \mathcal{F})}} \left(\begin{aligned} &\gamma_{(8)} \sigma_3^4 + \gamma_{(6)} \sigma_3^3 \wedge \mathcal{F} + \frac{\gamma_{(4)} \sigma_3^2}{2!} \wedge \mathcal{F}^2 \\ &+ \frac{\gamma_{(2)} \sigma_3^1}{3!} \wedge \mathcal{F}^3 + \dots \end{aligned} \right) i\sigma_2. \quad (1.7)$$

The analysis will greatly simplify if we set the world volume gauge field $F=0$. The Pauli matrices act on the two component Weyl spinor $\varepsilon = (\varepsilon_1^{(\alpha)}, \varepsilon_2^{(\beta)})$, $\alpha, \beta = 1, \dots, 16$. After solving the system (1.5) one finds the following D7-brane embedding ansatz:

$$\theta = 0, \quad \phi = -\beta + c, \quad (1.8)$$

Which leads to a constant spinor solution.

4. D7-brane scalar fluctuations and the meson spectrum

In order to calculate the meson spectrum we will use the classical D7-brane embedding (1.8). Therefore we can choose the D7-fluctuation ansatz along θ and ϕ as:

$$\theta = 0 + \eta\Theta, \quad \phi = 0 + \eta\Phi. \quad (1.9)$$

After expanding the DBI and the WZ Lagrangians up to quadratic order in the fluctuations and keeping only terms of order $\eta^2 = (2\pi\alpha')^2$ we find the following fluctuation equation:

$$\nabla^a \nabla_a \Phi + (\partial_a G_{\phi\phi}) g^{ab} \partial_b \Phi = 0 \quad (1.10)$$

along the ϕ direction. Here g_{ab} is the induced metric and $G_{\phi\phi}$ is the metric component in front of $d\phi^2$. Separation of variables of the form $\Phi = e^{i\omega\tau} R(\rho) \mathcal{Y}^\ell(S_{\phi_i}^3) Z(\tilde{S}_{\alpha_i}^3)$ leads to:

$$\ddot{T}(\tau) = -\omega^2 T(\tau), \quad \tilde{\Delta}_{\alpha_i} Z(\alpha_i) = -\nu Z(\alpha_i), \quad \Delta_{\phi_i} \mathcal{Y}^\ell(\phi_i) = -\ell(\ell+2) \mathcal{Y}^\ell(\phi_i), \quad (1.11)$$

$$R''(\rho) + (3\coth\rho + \tanh\rho)R'(\rho) + \left(\frac{\omega^2}{\cosh^2\rho} - \frac{\ell(\ell+2)}{\sinh^2\rho} - 3\nu \right) R(\rho) = 0, \quad (1.12)$$

where ω is the energy of the fluctuations and $\mathcal{Y}^\ell(\phi_i)$ are the hyperspherical harmonics, $\ell \in \mathbb{N}_0$. In order to facilitate the calculation the

spectrum, we make the following change of variables $\sinh \rho = r$ in the radial equation (1.12):

$$R''(r) + \frac{3+5r^2}{r(r^2+1)}R'(r) + \left(\frac{\omega^2}{(r^2+1)^2} - \frac{\ell(\ell+2)}{r^2(r^2+1)} - \frac{3\nu}{r^2+1} \right) R(r) = 0. \quad (1.13)$$

The only regular solution at the origin $r = 0$ is given by

$$R_-(r) = c_2 r^\ell (r^2+1)^{-\frac{\omega}{2}} {}_2F_1(a-c+1, b-c+1; 2-c; z), \quad (1.14)$$

where

$$a = (-\ell - \omega - \sqrt{3\nu+4})/2, \quad b = (-\ell - \omega + \sqrt{3\nu+4})/2, \quad c = -\ell, \quad z = -r^2.$$

To assure normalizability at infinity one has to terminate the series of the hypergeometric function at some finite non-negative integer power n . As it is well known the hypergeometric function becomes a polynomial of degree n if one of its first two arguments is a negative integer $-n$, $n \geq 0$. Therefore setting $b-c+1 = -n$ gives the quantization condition and the form of the scalar meson spectrum:

$$\omega = \Delta + \ell + 2n, \quad (1.15)$$

where $\Delta = 2 + \sqrt{3\nu+4}$, is the conformal dimensions of the operators dual to the fluctuations. We conclude that the energy of the ground state ($n, \ell = 0$) is given by the conformal dimension of the operator dual to the fluctuations. For the higher modes the spectrum is equidistant.

The equation governing the D7-brane scalar fluctuations along the θ is given by

$$-\partial_\tau^2 \Theta + \cosh^2 \rho \tilde{\Delta}_\rho \Theta + \coth^2 \rho \Delta_{\phi_i} \Theta + 3 \cosh^2 \rho \tilde{\Delta}_{\alpha_i} \Theta + 3 \cosh^2 \rho \Theta = 0, \quad (1.16)$$

where

$$\tilde{\Delta}_\rho \Theta = \partial_\rho^2 \Theta + \left(3 \coth \rho + \frac{5}{2} \tanh \rho \right) \partial_\rho \Theta, \quad (1.17)$$

$$\Delta_{\phi_i} \Theta = \frac{\partial_{\phi_1} (\sin^2 \phi_1 \partial_{\phi_1} \Theta)}{\sin^2 \phi_1} + \frac{\partial_{\phi_2} (\sin \phi_2 \partial_{\phi_2} \Theta)}{\sin^2 \phi_1 \sin \phi_2} + \frac{\partial_{\phi_3}^2 \Theta}{\sin^2 \phi_1 \sin^2 \phi_2}, \quad (1.18)$$

$$\tilde{\Delta}_{\alpha_i} \Theta = \frac{1}{\sin \alpha} \partial_\alpha (\sin \alpha \partial_\alpha \Theta) + \frac{1}{\sin^2 \alpha} \left(\frac{\cos 2\alpha + 7}{32} \partial_\beta^2 \Theta + \partial_\gamma^2 \Theta - \partial_{\beta\gamma} \Theta \cos \alpha \right). \quad (1.19)$$

The radial equation in this case is given by ($r = \sinh \rho$):

$$R''(r) + \frac{6+13r^2}{2(r+r^3)}R'(r) + \left(\frac{\omega^2}{(1+r^2)^2} - \frac{\ell(\ell+2)}{r^2(1+r^2)} - \frac{3\nu-3}{1+r^2} \right) R(r) = 0. \quad (1.20)$$

which has the following regular solution:

$$R(r) = c(r^2 + 1)^{-\frac{1}{8}(3+\sqrt{16\omega^2+9})} r^\ell F(a, b, \ell+2, -r^2), \quad (1.21)$$

where

$$a = \frac{1}{8}(\sqrt{73+48\nu} - \sqrt{16\omega^2+9}) + \frac{\ell}{2} + 1, \quad b = -\frac{1}{8}(\sqrt{16\omega^2+9} + \sqrt{73+48\nu}) + \frac{\ell}{2} + 1.$$

Normalizability of the solution implies the following form of the meson spectrum along θ :

$$\omega^2 = (\Delta + \ell + 2n)^2 - 9/16. \quad (1.22)$$

where $\Delta = (8 + \sqrt{73+48\nu})/4$ is the conformal dimension. One notes that an additional shift is present in the ground state ($n, \ell = 0$). Its existence may be due to the fact that we are considering only embeddings compatible with the kappa symmetry, rather than supersymmetry. This result differs from the results found in recent papers [3, 7]. A complete study of the kappa symmetry condition may uncover D7-brane embeddings with a vanishing shift. If not it may give us clues for its origin.

5. Conclusion

In this study we considered the D7-brane embedding compatible with the kappa symmetry preserving condition and the brane equations of motion. Working in the case $N_f \ll N_c$ allowed us to neglect the backreaction of the background and study the corresponding spectrum of the D7 probe scalar fluctuations. We showed that the ground state of the spectrum along the ϕ direction is equal to the conformal dimension. However, an unexpected shift appeared in the ground state of the spectrum along the θ direction. The consideration of both kappa symmetric and supersymmetric brane embeddings may cancel the shift, but another reason for its existence should not be ruled out.

Acknowledgments

The authors would like to thank V. Filev for collaboration at early stage of this project. We thank H. Dimov for insightful discussions and V. Filev for careful reading of the draft. This work was partially supported by the Bulgarian NSF grant DFNI T02/6.

BIBLIOGRAPHY

1. J. M. Maldacena, “The Large N Limit of Superconformal Field Theories and Supergravity”, *Adv.Theor.Math.Phys.* 2 (1998) 231, [arXiv:hep-th/9711200].
2. A. Karch and E. Katz, “Adding flavor to AdS/CFT”, *J. High Energy Phys.* 06 (2002) 043, [arXiv:hep-th/0205236].
3. Johanna Erdmenger, Veselin Filev, „Mesons from global Anti-de Sitter space“, *JHEP* 1101, 119 (2011), [arXiv:1012.0496v2 [hep-th]].
4. M. Kruczenski, D. Mateos, R. C. Myers, and D. J. Winters, „Meson spectroscopy in AdS/CFT with flavour“, *JHEP* 07, 049 (2003), [hep-th/0304032].
5. J. Erdmenger, N. Evans, I. Kirsch, E. Threlfall, “Mesons in Gauge/Gravity Duals – A Review”, *Eur. Phys. J. A* 35 (2008) 81-133, [arXiv:0711.4467 [hep-th]].
6. Tameem Albash, Clifford V. Johnson, “Dynamics of Fundamental Matter in $\mathcal{N}=2$ Yang-Mills Theory”, *JHEP* 1104, 012 (2011), [arXiv:1102.0554v2 [hep-th]].
7. Dimo Arnaudov, Veselin Filev, Radoslav Rashkov, “Flavours in global Klebanov-Witten background”, *JHEP* 03, 023 (2014), [arXiv:1312.7224 [hep-th]].
8. V. Filev, “Aspects of the holographic study of flavor dynamics”, [0809.4701v2].
9. Tameem Albash, Veselin Filev, Clifford V. Johnson, Arnab Kundu, “Quarks in an External Electric Field in Finite Temperature Large N Gauge Theory”, *J. High Energy Phys.* 06 (2002) 043, [arXiv:0709.1554v3].
10. Veselin G. Filev, Radoslav C. Rashkov, “Magnetic Catalysis of Chiral Symmetry Breaking. A Holographic Prospective”, *Adv.High Energy Phys.* 2010 (2010) 473206, [arXiv:1010.0444 [hep-th]].
11. Veselin G. Filev, Clifford V. Johnson, Jonathan P. Shock, “Universal Holographic Chiral Dynamics in an External Magnetic Field”, *JHEP* 0908, 013 (2009).
12. K. Pilch and N. Warner, “A New Supersymmetric Compactification of Chiral IIB Supergravity”, *Phys.Lett. B* 487 (2000) 22-29, [arXiv:hep-th/0002192].

13. K. Pilch and N. Warner, “ $\mathcal{N} = 1$ Supersymmetric Renormalization Group Flows from IIB Supergravity”, *Adv. Theor. Math. Phys.* 4 (2002) 627-677.
14. H. Dimov, V. Filev, R.C.Rashkov, K.S.Viswanathan, “Semiclassical quantization of Rotating Strings in Pilch-Warner geometry” *Phys.Rev.D* 68 (2003) 066010, [arXiv: hep-th/0304035].
15. R. Leigh and M. Strassler, “Exactly Marginal Operators and Duality in Four Dimensional $\mathcal{N}=1$ Supersymmetric Gauge Theory”, *Nucl.Phys. B* 447 (1995) 95-136, [arXiv:hep-th/9503121].
16. Dominic Brecher, Clifford V. Johnson and Kenneth J. Lovis, Robert C. Myers, “Penrose limits, deformed pp-waves and the string duals of $\mathcal{N} = 1$ large- N gauge theory”, *JHEP* 10, 008 (2002), [arXiv:hep-th/0206045].
17. S. Prem Kumar, David Mateos, Angel Paredesc and Maurizio Piaia, “Towards holographic walking from $\mathcal{N} = 4$ super Yang-Mills”, *JHEP* 1105, 008 (2011), [arXiv: 1012.4678 [hep-th]].
18. Bergshoeff, E., Kallosh, R., Ortin, T. and Papadopoulos, G., “Kappa symmetry, supersymmetry and intersecting branes”, *Nucl.Phys.B*, 502, 149-169 (1997), [9705040].
19. Joan Simon, ”Brane Effective Actions, Kappa-Symmetry and Applications”, [arXiv: 1110.2422v3 [hep-th]].
20. R. C. Rashkov and T. Vetsov, “Holographic mesons in global Pilch-Warner background geometry”, arXiv:1502.04493 [hep-th].

APPROXIMATE SOLUTION OF THE MODIFIED NONLINEAR SCHRÖDINGER EQUATION

I. Bojkoliev¹, A. Dakova¹, L. Pavlov²

*¹Faculty of Physics, Plovdiv University „Paisii Hilendarski“,
Tsar Asen Str. 24, 4000 Plovdiv*

*²Faculty of Mathematics and Natural Sciences,
Southwest University „Neophyte Rilski“
Str. Ivan Mihaylov 66, 2700 Blagoevgrad*

Abstract

The nonlinear Schrodinger equation (NSE) is widely used for description of the behavior of nano and picosecond optical pulses in isotropic dispersive Kerr-type medium. It appears that, for exploration the evolution of broad-band laser pulses (atto and femtosecond) it is necessary to be used the nonlinear amplitude equation (NAE). It is more complicated and in it, it is not made the slowly varying approximation as it is done in NSE. The difference between these equations is in two terms, which common coefficient is inversely proportional to the pulse duration.

In the present work is found a solution in first approximation of the modified NSE, who coincides very well with the nonlinear amplitude equation. The coefficient in front of the additional terms plays the role of small parameter and introduces perturbations in the equation.

1. Introduction

NSE is often used for investigating the propagation of optical pulses in isotropic dispersive nonlinear medium. It describes very well the evolution of nano and picosecond optical pulses ^[1,2,3]. It appears that, when we explore the behavior of ultra-short femtosecond laser pulses it is necessary to use the more general NAE ^[3,4]. In ^[5] it is found an exact analytical solution of NAE and is made a comparison with the well-known soliton solution of the NSE. It turns out that, the main difference is in one additional term in the phase of the solution of NAE. However, it

considerably affects the behavior of ultra-short light pulses. It is observed a linear displacement of the position of the soliton in time.

In the present paper we consider NAE as a perturbed NSE. Using the small parameter method ^[6,7,8] we have found a solution of this equation in first approximation.

2. Basic equation

It is investigated the longitudinal evolution of short optical pulse in single-mode fiber. It is accepted that the axis of the waveguide matches with the axis of the coordinate system Oz . That is way, we use the one-dimensional scalar NAE ^[3,4]:

$$2ik_0 \left(\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{v_{gr}} \frac{\partial A}{\partial t} \right) + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - \frac{(1-|\beta|)}{v_{gr}^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + k_0^2 n_2 (A^2) = 0, \quad (1)$$

where

$$k_0 = k(\omega_0), k' = \frac{\partial k}{\partial \omega}, k'' = \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2}, v_{gr} = \frac{1}{k'} \Big|_{\omega=\omega_0} = \frac{c}{n_{gr}}, \quad (2)$$

$$n_{gr} = n + \omega_0 \frac{\partial n}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_0}, n = n(\omega_0), |\beta| = k_0 v_{gr}^2 |k''|$$

In the equation above $A(z,t)$ is the scalar amplitude function of the envelope of the pulse; t is time; ω_0 , k , v_{gr} , n , n_2 are respectively the carrier frequency, the wave number, the group velocity, the linear and nonlinear refractive index of the medium. Parameter β characterizes the second order of linear dispersion of the medium. We are interested in a media with anomalous dispersion ($k'' < 0$), that is way, we assume that $\beta = -|\beta|$.

To simplify the equation (1) we make the following change of variables:

$$\xi = \frac{z}{z_0}, z_0 = v_{gr} T_0, \tau = \left(t - \frac{z}{v_{gr}} \right) \frac{1}{T_0}, A = U A_0 \quad (3)$$

where T_0 , z_0 , and A_0 are the initial duration of the pulse, the longitudinal size of the pulse and its initial amplitude. By using the substitution (3), our NAE (1) is presented in dimensionless form and can be written in "local time" coordinate system:

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{|\beta|}{2\alpha} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + \frac{1}{2\alpha} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial \xi^2} - 2 \frac{\partial^2 U}{\partial \tau \partial \xi} \right) + \gamma (U^2) = 0, \quad (4)$$

where

$$\alpha = k_0 z_0, \gamma = \alpha^2 n_2 |A_0|^2$$

Constant α characterizes the number of oscillations at level $1/e$ of the maximum of amplitude of the pulse and it is usually $\alpha \gg 1$. Parameter γ is the nonlinearity of the medium which depends on n_2 .

The NSE, written in the same coordinate system is:

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{|\beta|}{2\alpha} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + \gamma |U|^2 U = 0 \quad (5)$$

If we make a comparison between the nonlinear equations (4) and (5), we can clearly see that NAE has an additional term (the third one) with coefficient in front of the brackets ($1/2\alpha$). It is inversely proportional to the initial duration of the pulse. It appears that, for long optical pulses, of the order of nano and picoseconds, this term is quite small ($1/2\alpha \approx 10^{-8} \div 10^{-6}$) and can be neglected. In that case NAE matches with NSE.

During the investigations of the behavior of ultra-short laser pulses ($50 \div 10$ fs), it is noticed that the magnitude of this coefficient is small too ($1/2\alpha \approx 10^{-2} \div 10^{-1}$), but it is not negligible. In this case the third term in equation (4) must be taken into account.

That is way, our main goal is to solve NAE as a modified NSE. The additional term in the brackets plays the role of a perturbation of the corresponding NSE. For a small parameter ε we take $1/2\alpha$, i.e.: $\varepsilon = 1/2\alpha \ll 1$

3. Finding an approximate solution of the modified NSE

The modified NSE, describing the propagation of optical pulses in single-mode fibers, is of the kind:

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{|\beta|}{2\alpha} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + \gamma |U|^2 U = -\varepsilon \left[\frac{\partial^2 U}{\partial \xi^2} - 2 \frac{\partial^2 U}{\partial \tau \partial \xi} \right] \quad (6)$$

When $\varepsilon=0$, the equation (6) matches with NSE (5) and has a well-known one-soliton solution:

$$U = U_0(\xi, \tau) = \Phi_0(x) \exp(i\psi(\xi, \tau)), \quad (7)$$

where

$$\Phi_0(x) = \eta \operatorname{sech}(\eta x), \quad x = \left(\tau - \frac{|\beta|}{\alpha} \mu \xi \right),$$

$$\psi(\xi, \tau) = \frac{|\beta|}{2\alpha} (\eta^2 - \mu^2) \xi + \mu \tau \quad (8)$$

The dimensionless parameters η and μ describe the amplitude and the velocity of the pulses. For a fundamental soliton $\eta=1, \mu=0$.

When $\varepsilon \neq 0$, by using the small parameter method ^[6-8], we search for a solution of equation (6) in first approximation. That is way, the next substitution is made:

$$U = [\Phi_0(x) + \varepsilon \Phi_1(x)] \exp(i\psi(\xi, \tau)), \quad (9)$$

where $\Phi_1(x)$ is a complex function. It is obvious that, to obtain the approximate solution above, we have to find the real and imaginary parts of the unknown function: $\Phi_1(x) = \Phi_{1R}(x) + i \Phi_{1Y}(x)$. To define them we use the following algorithm ^[8,9]:

- We substitute the expression (9) in the modified NSE (6). It is obtained an ordinary differential equation of second order with unknown variable x .

- We equalize the coefficients in front of the same degrees of ε on both sides of the obtained equation. Having in mind that $\varepsilon \ll 1$, we assume that the terms, multiplied by $\varepsilon^2, \varepsilon^3, \dots$, are too small and can be neglected.

- By equalizing the coefficients in front of ε^0 we obtain:

$$\Phi_0'' - \eta^2 \Phi_0 + 2\Phi_0^3 = 0 \quad (10)$$

From this equation can be defined the module of the amplitude function Φ_0 of the soliton solution (7) in zero approximation.

- By equalizing the coefficients in front of ε^1 we obtain an ordinary differential equation, in which are included the real and imaginary parts of the unknown function $\Phi_1(x)$.

- Now, we equalize the real and imaginary parts on both sides of the equality. Thus, we obtained the following two linear ordinary nonhomogeneous differential equations of second order, corresponding to the functions $\Phi_{1R}(x)$ and $\Phi_{1Y}(x)$:

$$\Phi_{1R}'' - \eta^2 \Phi_{1R} + 6\Phi_0^2 \Phi_{1R} = H_R \quad (11)$$

$$\Phi_{1Y}'' - \eta^2 \Phi_{1Y} + 2\Phi_0^2 \Phi_{1Y} = H_Y, \quad (12)$$

where

$$H_R = \frac{|\beta|}{2\alpha} \Phi_0, \quad H_Y = 2\Phi_0' \quad (13)$$

- We find the solutions of equations (11-13). From the theory of the ordinary differential equations ^[10] it is well-known that the general solutions of the two equations (11) and (12) can be presented in the form:

$$\Phi_{1R} = C_1 I_1(x) + C_2 I_2(x) + \phi_R(x), \quad (14)$$

$$\Phi_{1Y} = C_3 I_3(x) + C_4 I_4(x) + \phi_Y(x), \quad (15)$$

where I_1 , I_2 , I_3 and I_4 are the linearly independent partial solutions of the corresponding homogeneous equations of (11) and (12); C_1 , C_2 , C_3 and C_4 are constants. The functions ϕ_1 and ϕ_2 are partial solutions of equations (11) and (12).

It is shown that:

$$I_1(x) = \Phi'_0(x), \quad I_3(x) = \Phi_0(x) \quad (16)$$

From the assumption that the determinants of Vronsky, consisting of linearly independent partial solutions I_1 , I_2 , I_3 and I_4 , have a value 1, we find the next expressions for I_2 and I_4 :

$$I_2(x) = \frac{3}{2}(\Phi_0 + x\Phi'_0) - \frac{1}{2}ch(x) \quad (17)$$

$$I_4(x) = \frac{1}{2}(x\Phi_0 + sh(x)) \quad (18)$$

The partial solutions ϕ_1 and ϕ_2 are found by using the method of Lagrange^[10]. They are of the kind:

$$\phi_R(x) = \frac{|\beta|}{2\alpha}(\Phi_0 + x\Phi'_0) \quad (19)$$

$$\phi_Y(x) = x\Phi_0 \quad (20)$$

From the initial and boundary conditions:

$$\Phi_{1Y}(0)=0 \text{ and } \Phi'_{1R}(0)=0 \text{ when } x \rightarrow \infty, \Phi_{1R} \rightarrow 0, \Phi_{1Y} \rightarrow 0, \quad (21)$$

the constants are defined:

$$C_1=C_2=C_3=C_4=0 \quad (22)$$

Thus, we obtained the following expression for the unknown function $\Phi_1(x) = \Phi_{1R}(x) + i \Phi_{1Y}(x)$:

$$\Phi_1(x) = \frac{|\beta|}{4\alpha}(\Phi_0 + x\Phi'_0) + ix\Phi_0 \quad (23)$$

It can be presented in the form:

$$\Phi_1(x) = \Phi_0 \left[\frac{|\beta|}{4\alpha} + \left(x \sqrt{\left(\frac{|\beta|}{4\alpha} \right)^2 (thx)^2 + 1} \right) e^{-i \arcsin \left[\frac{1}{\sqrt{\left(\frac{|\beta|}{4\alpha} \right)^2 (thx)^2 + 1}} \right]} \right] \quad (24)$$

As a result of the applied algorithm, we have found a solution in first approximation of the scalar one-dimensional modified NSE (6). It has the form:

$$U(\xi, \tau) = \Phi_0 \left[1 + \frac{|\beta|}{8\alpha^2} + \left(\frac{x}{2\alpha} \sqrt{\left(\frac{|\beta|}{4\alpha} \right)^2 (thx)^2 + 1} \right)^{-i \arcsin \left[\frac{1}{\sqrt{\left(\frac{|\beta|}{4\alpha} \right)^2 (thx)^2 + 1}} \right]} \right] e^{i\psi(\xi, \tau)} \quad (25)$$

Having in mind that $\frac{|\beta|}{8\alpha^2} \ll 1$ the second term in the expression above can be neglected. It is also important to mention that when $x \rightarrow \pm\infty$, $thx \rightarrow \pm 1$. Therefore, for each x , $\left[\frac{|\beta|}{4\alpha} thx \right]^2 \ll 1$. Thus, we can present the square root in equation (25) in Taylor series:

$$\sqrt{\left(\frac{|\beta|}{4\alpha} thx \right)^2 + 1} \approx 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{|\beta|}{4\alpha} thx \right)^2 + \dots$$

We take into account the first two terms.

Assuming that

$$\exp \left(-i \arcsin \left(\sqrt{\left(\frac{|\beta|}{4\alpha} \right)^2 (thx)^2 + 1} \right)^{-1} \right) \approx \exp(-i \arcsin 1) = e^{-i \frac{\pi}{2}} = -i \quad (26)$$

we obtained the following expression for the unknown function $U(\xi, \tau)$. It is an approximate solution of equation (6):

$$U(\xi, \tau) \approx \Phi_0 \left[1 - i \frac{x}{2\alpha} \right] e^{i\psi(\xi, \tau)} = \Phi_0 \sqrt{1 + \left(\frac{x}{2\alpha} \right)^2} e^{i\psi(\xi, \tau) - i \arctg(x/2\alpha)} \quad (27)$$

The error in the found approximate solution is of the order of $\varepsilon^2 = 1/4\alpha^2$.

4. Conclusion

In the present work we have found an approximate solution of the modified NSE. It is used the method of small parameter. Such parameter is the coefficient $1/2\alpha$. It is inversely proportional to the initial pulse duration.

From the results obtained above, it is clearly seen that the additional term in NAE (4), which plays the role of perturbation term in modified NSE (6), has a significant influence on the phase of the pulses. This leads to a

difference in the evolution of ultra-short solitons described by NAE and the standard NSE.

REFERENCE

1. Hasegawa A., Tappert F., Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion Appl. Phys. Lett. 23 142, (1973)
2. Agrawal G. P., Nonlinear fiber optics 4th ed, New York: Academic Press, (2007)
3. Boyd R.W., Nonlinear optics 3rd, San Diego: Academic Press, (2003)
4. Dakova A. M., Dakova D. Y., Kovachev L. M., Comparison of soliton solutions of the nonlinear Schrödinger equation and the nonlinear amplitude equation Proc. SPIE 9447 18th International School on Quantum Electronics: Laser Physics and Applications 94471A doi: 10.1117/12.2177906, (2015)
5. Akhmanov S. A., Dyakov Yu. E., Tchirkin A. S., Introduction to Statistical Radiophysics and Optics, Moscow: Nauka, (1981)
6. Bogolubov N. N., Mytropolski Yu. A., Asymptotical Method in non-linear vibration theory, GITTL, Moskow, (1955)
7. K. A. Gorshkov, L. A. Ostrovsky, and V. V. Papko. Interactions and bound states of solitons as classical particles. Sov. Phys. JETP, 44, 306-311, (1976)
8. Dakova D., Method of small parameter approximation in analyzing the propagation and interaction of soliton-like pulses, Proc. SPIE 6604, 66041O(5), (2007)
9. Georgiev M., Dakova D., Investigation of the evolution of short optical pulses in single-mode fiber with losses, University of Plovdiv “Paisii Hilendarski”, Scientific studies, Physics, Vol. 38, Fasc. 4, (2013)
10. Velikov V., Mathematical methods in physics, Part 1, (PU “Paisii Hilendarski” Publisher) (1998)

Методика на обучението по физика



GRAPHICAL INTERPRETATION OF THE PHENOMENON PHOTOELECTRIC EFFECT IN SECONDARY SCHOOL

H. Petrova

Faculty of Physics, Plovdiv University „P. Hilendarski“

Abstract

The basic laws of the photoelectric effect can be better understood if they are presented graphically. It is important that the students interpret the graphs correctly, because they contain the most essential information.

The graphical interpretation of the phenomenon photoelectric effect is presented. It is visual, accessible and interesting for the students. The graphical interpretation can be used in the real school practice in studying photoelectric effect. In the result are achieved the purposes: developing skills for interpretation of graphs, quality knowledge and graphical culture of the students.

Keywords: graphical interpretation, graphical skills, photoelectric effect.

1. Introduction.

The graphical knowledge and skills are a very important element of the general professional education and culture for everyone. They are needed as in the perception of information so in its presentation. The graphical skills are a part of the key competences of the students in international normative documents of European education systems. They play an important role in education as an instrument of knowledge, as a factor in establishing the graphic culture of the students and a positive motivation to learn.

The graphical skills are developed especially effective in teaching Mathematics and Physics. The physical law can be expressed in words, formula, tables and graphics. The graphical representation is the most visual, accessible and informative. In this respect, the graphical method is

effective and relatively easy to implement method of developing students' graphical knowledge and skills.

The interest in the problems of the graphical method is associated with its multifunctional expression. It includes combining graphical method and physical training experiment (Feulner John 1991), (Ivanov D. 2003), the graphical method as a research method of natural phenomena (Salnik I. 2000), graphical interpolation and extrapolation, graphical method for solving physical problems (Desbian D M 2008), formation of basic physical concepts (Moore J C, Baker J C, Franzel L, McMahon D and Songer D 2010), (Marvin L. De Jong 1993), interdisciplinary physics and mathematics (Boykina D, Milloushev V, Mavrova R 2010). Some authors note common difficulties of the students when working with graphics (Beichner R J 1994), (McDermott L C, Rossenquist M L and Van Zee, E H 1987).

The graphical method can be successfully used in the study of all physical sections.

The focus of our attention is the graphical interpretations of the physical laws in studying the photoelectric effect in secondary school.

2. Graphical interpretation of the physical laws in studying the photoelectric effect.

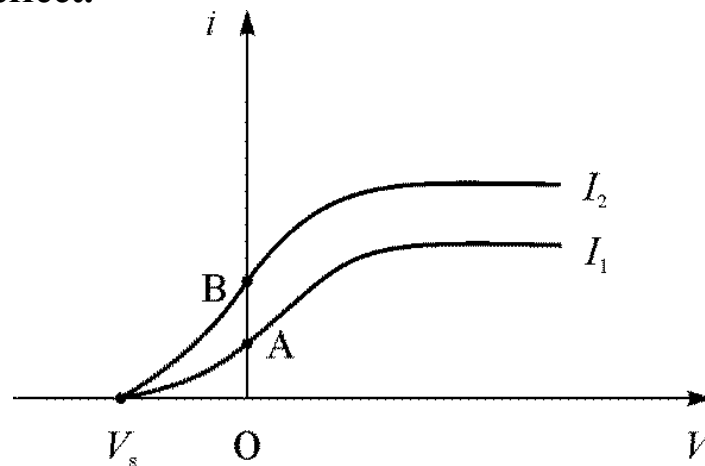


Figure 1. Plot of photocurrent versus voltage for two different light intensities.

The laws of the photoelectric effect are established by experiments with a vacuum photocell. Figure 1 shows the dependence of photocurrent from the voltage for a photocell at smaller and bigger light intensity (with the frequency being held constant). The value of the stopping voltage V_s is the same for the two intensities. Due to the kinetic energy of the electrons, the

current flows when the voltage is equal to zero. The points A and B (figure 1) represent this fact. Photoelectrons leave the cathode with some initial energy. The current is due to the electrons which are directed towards the anode.

The stopping voltage does not depend on light intensity, i.e. the maximum energy of the photoelectrons is constant.

If we apply negative stopping voltage to the anode relative to the cathode and gradually increase it, the current gradually decreases to zero. This means that photoelectrons leave the cathode with different energy.

The point V_s corresponds to electrons with maximum kinetic energy. When $V = V_s$ the current becomes zero. Therefore, the current stops when the fastest electrons are stopped by the field.

If we apply positive voltage to the cathode, the current gradually increases due to the electrons which were not originally directed towards the anode. The horizontal section of lines 1 and 2 represents the saturation current. Its presence is due to the fact that at a certain voltage, all electrons emitted from the surface of the cathode reach the anode. The number of emitted electrons is proportional to the number of incident photons. The graph shows that the saturation current depends only on the intensity of the incident light. The current is larger when the intensity is larger ($I_2 > I_1$, where I is the light intensity). This means that more photoelectrons are freed from the metal.

We consider three possible graphical representations of the dependence of photocurrent on voltage. Figure 2 is a plot of photocurrent versus voltage for different frequencies of light, respectively different wavelengths (for red and blue light). The frequency of light increases from line 1 to line 2. The stopping voltage is bigger at a higher frequency.

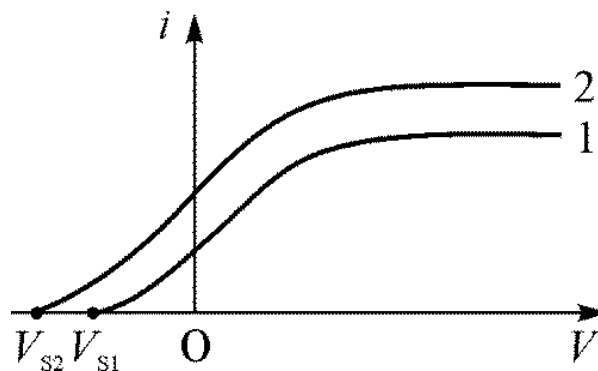


Figure 2. Plot of photocurrent versus voltage for different frequencies of light. Line 1 is for red light, line 2 – for blue light.

Figure 3 is a plot of photocurrent versus voltage for red and blue light. The saturation current depends on the number of photons, respectively on light intensity.

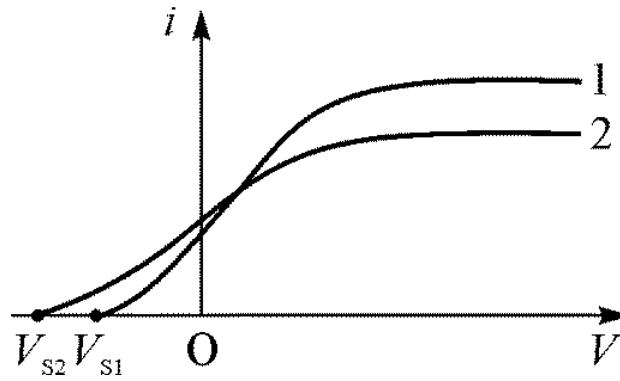


Figure 3. Plot of photocurrent versus voltage for different frequencies of light. Line 1 is for red light, line 2 – for blue light .

Figure 4 represent the photocurrent as a function of voltage at constant photon flux for light of three different frequencies. The stopping voltage for frequency f_1 is represented by V_{S1} , for frequency f_2 by V_{S2} and for frequency f_3 by V_{S3} . Here $f_3 > f_2 > f_1$. A larger number of electrons is emitted for the same number of photons.

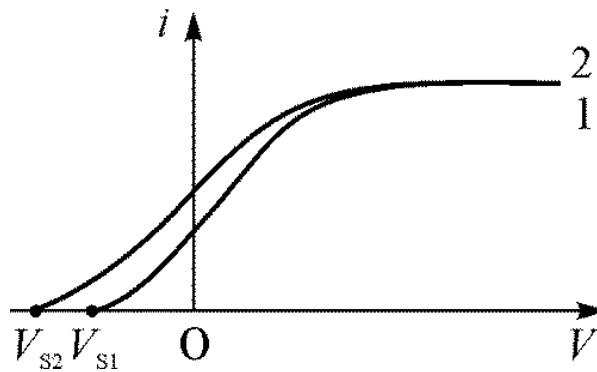


Figure 4. Plot of photocurrent versus voltage at constant photon flux for light of two different frequencies.

According to Einstein' s equation:

$$hf = K_{\max} + W \quad (1)$$

where hf is the energy of the photon; $K_{\max}$ is the maximum kinetic energy of the freed electron; W is the work function of the emitting surface.

$$K_{\max} = eV_s \quad (2)$$

$$eV_s = hf - W \quad (3)$$

$$V_s = -\frac{W}{e} + \frac{hf}{e} \quad (4)$$

The dependence of V_s on f is linear (equation 4). It is represented in figure 5.

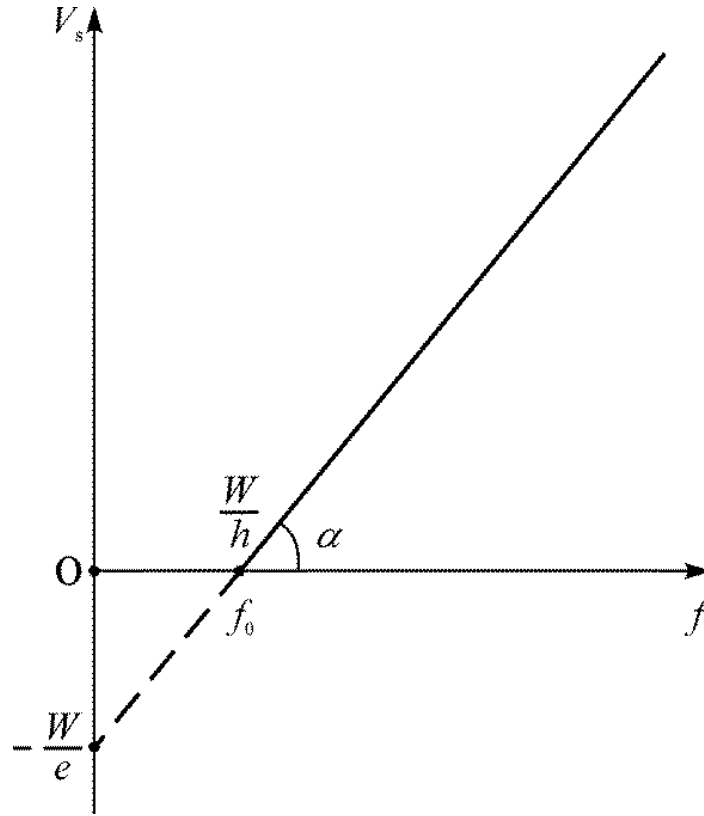


Figure 5. Dependence of stopping voltage on the frequency of the incident light.

The graph is a straight line. The intercept of the frequency-axis is the threshold frequency f_0 . It is defined at $V_s = 0$ or

$$f_0 = \frac{W}{h} \quad (5)$$

At frequencies below threshold frequency, no electrons whatever are given off. When $f = 0$, $V_s = -\frac{W}{e}$. Therefore the intercept of the voltage-axis corresponds to the ratio $\frac{W}{e}$ with negative sign.

The equations 4 and 5 and the graphical representation (figure 5) are possible ways for determining the work function of the emitting surface.

If the relationship between V_s and f is examined experimentally and presented graphically for a number of different frequencies, it allows to determine Plank's constant.

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\Delta V_s}{\Delta f} = \frac{h}{e} \quad (6)$$

$$h = e \operatorname{tg} \alpha \quad (7)$$

Therefore the tangent of the angle between the line on the graph and the frequency-axis determined Plank's constant (figure 5).

We express the stopping voltage of Einstein's equation:

$$V_s = -\frac{W}{e} + \frac{h c}{e \lambda} \quad (8)$$

Therefore V_s depends proportionally on $\frac{1}{\lambda}$. The graph is a straight line with coefficients $b = -\frac{W}{e}$ and $a = \frac{h c}{e}$. Figure 6 is a plot of V_s versus $\frac{1}{\lambda}$. It was constructed using experimental results in Table 1.

Table 1. Experimental results

λ , nm	284	339	382	429	547
V_s , V	2,45	1,72	1,30	0,95	0,45

The graph in figure 6 is informative. It allows to determine the work function of the emitting surface and Plank's constant. We define $W = 1,95 \text{ eV}$ and $h = 6,8 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$.

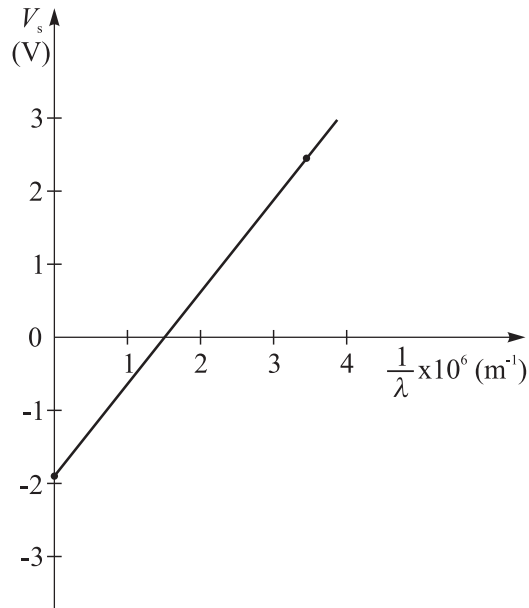


Figure 6. Stopping voltage as a function of $\frac{1}{\lambda}$.

The fact that the maximum kinetic photoelectron energy increases with increasing frequency is easily understood with a graph. Figure 7 represents this relationship.

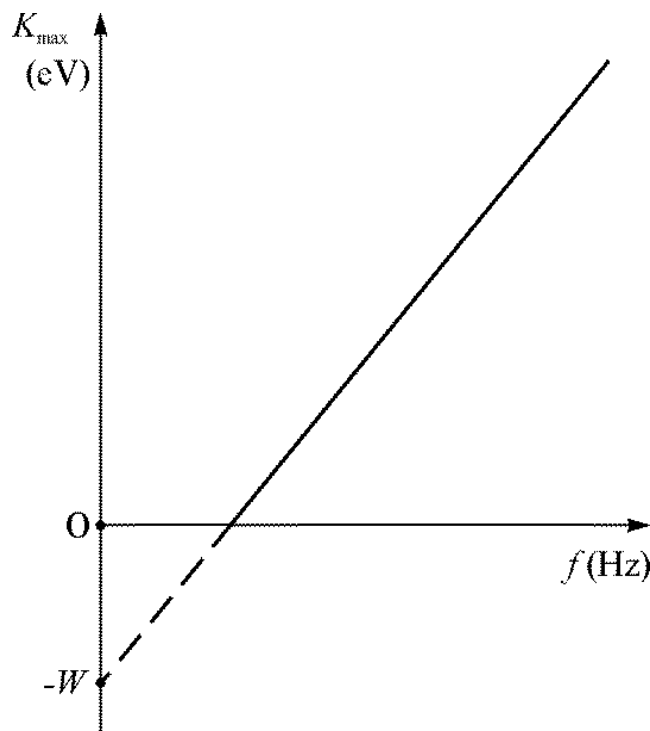


Figure 7. Maximum photoelectron kinetic energy as a function of frequency of the incident light.

The maximum kinetic energy of a stream of photoelectrons increases linearly with the frequency of the incident light. If we are in the positive values of the maximum kinetic energy, we're basically looking at the kinetic energy the electron has as it zips around. A negative energy value is how much energy it is lacking to be able to break off the metal it starts on. The intercept of the frequency-axis corresponds to the threshold frequency. Above this threshold frequency, the photoelectrons have a range of energies from zero to a certain maximum value and this maximum energy increases linearly with increasing frequency (figure 7). High frequency light yields high maximum photoelectron energies. Low frequency light yields low maximum photoelectron energies. Thus dim blue light produces electrons with more energy (figure 8a) than those produced by intense red light (figure 8b), although the later results in a greater number of them.

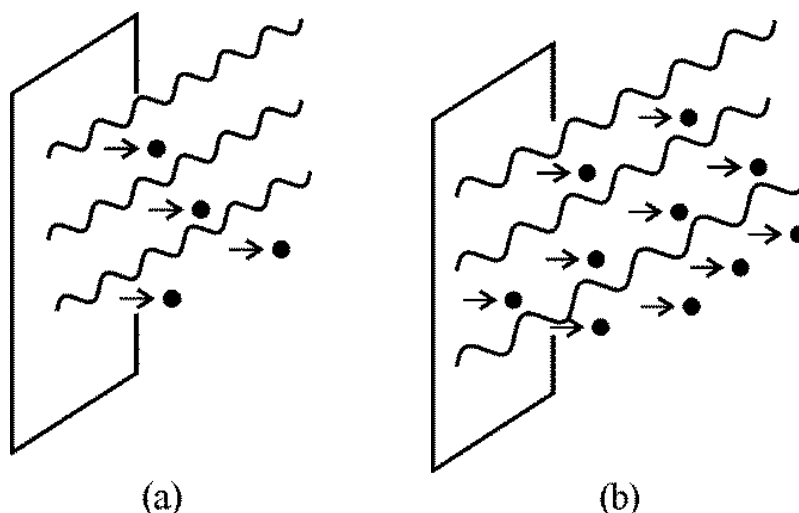


Figure 8. (a) Few fast electrons produced by dim blue light. (b) Many slow electrons produced by intense red light.

The intercept of the energy-axis (figure 7) is the work function of the emitting surface. This conclusion can be reached in the following transformations:

$$K_{\max} = hf - W$$

$$\text{When } f = 0 \quad K_{\max} = -W \quad (9)$$

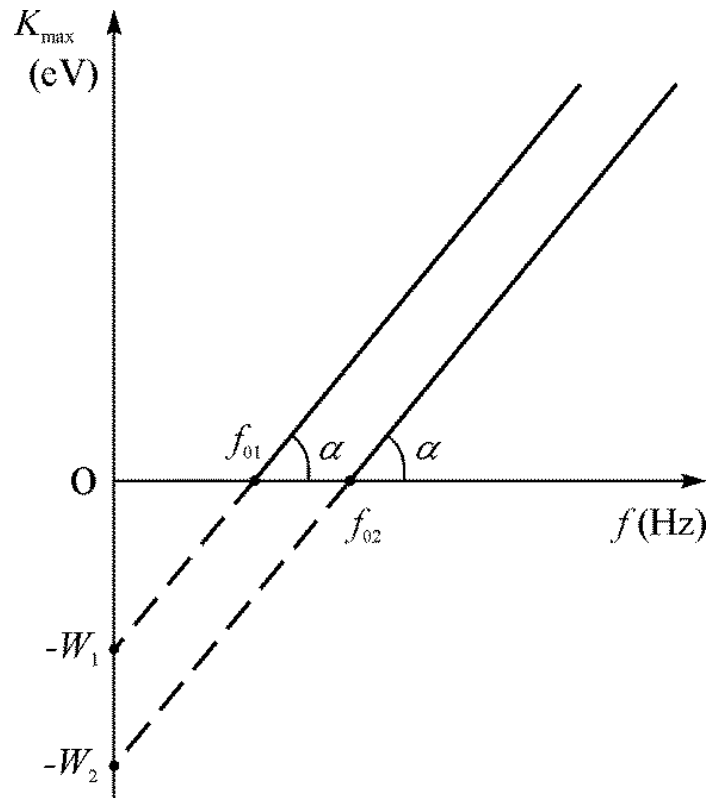


Figure 9. Variation of maximum kinetic photoelectron energy with the frequency of the incident light for two metals.

Figure 9 presents the variation of maximum kinetic photoelectron energy with the frequency of the incident light for two metals. The angle between the line and either axis is the same in both cases— angle α . The slope of the graph is:

$$\text{Slope} = \frac{E}{f}, \text{ but } h = \frac{E}{f} = \tan \alpha.$$

Therefore the slope of the graph will always be Plank's constant. Hence we may write the equation of the lines 1 and 2 (figure 9) as

$$K_{\max} = h (f - f_0) \quad (10)$$

where f is the frequency of the incident light and f_0 is the threshold frequency.

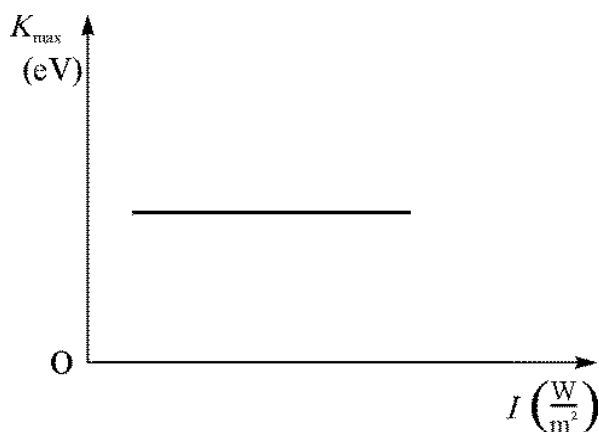


Figure 10. The maximum photoelectron kinetic energy does not depend on light intensity.

The maximum kinetic energy of photoelectrons is independent of light intensity. The graph is a straight line parallel to the intensity-axis (figure 10). The graphical representation can be combined with the following argument. If the light intensity is doubled, the number of photons is doubled, which doubles the number of photoelectrons emitted. However, their kinetic energy which equals $hf - W$ depends only on the light frequency and the work function, not on the light intensity.

3. Conclusion

The graphical interpretation of the photoelectric effect that we offer can be used in studying the phenomenon in secondary school. As a result, students develop skills for interpretation of graphs, quality knowledge and graphical culture. The skills for the application of physical knowledge, for quickly extracting useful information are also developed. It is arousing in students interest for working with graphics.

REFERENCES

1. Beichner R J 1994 Testing student interpretation of kinematic graphs *Amer. J. Phys.* **62** 750.
2. Boykina D, Milloushev V, Mavrova R 2010 Some applications of the graphic method In: "Research and Education in Mathematics, Informatics and their Applications" Proceedings of the Anniversary International Conference REMIA.
3. Desbian D M 2008 Graph as problem – solving tool in 1–d kinematics *Phys. teach.* **46** 483.

4. Feulner John 1991 Graphing with computers in the Physics lab, *Phys. Teach.* 29 128.
5. Ivanov D. 2003 Experimental determination of absolute zero temperature, *Phys. teach.* **41** 172.
6. Marvin L. De Jong 1993 Graphing electric potential *The Phys. Teach.* 46 270.
7. McDermott L C, Rossenquist M L and Van Zee, E H 1987 Student difficulties in connecting graphs and physics *Amer. J. Phys.* **55** 503.
8. Moore J C, Baker J C, Franzel L, McMahon D and Songer D 2010 Graphical method for determining projectile trajectory *The Phys. Teach.* **48** 612.
9. Salnik I. 2000 The graphical method of research natural phenomena in the school physics course: dissertation National pedagogical university M. P. Dragomanov Kiev.

НАУЧНИ ТРУДОВЕ
SCIENTIFIC STUDIES

ТОМ 39, КН. 4, 2015
VOL. 39, FASC. 4, 2015

ФИЗИКА
PHYSICS

Българска, първо издание

Коректор: Жанет Желязкова
Предпечатна подготовка: Гергана Георгиева
Печат и подвързия: УИ „Паисий Хилендарски“

Пловдив, 2015
ISSN 0861-0029