

ISSN 1563-0315; eISSN 2663-2276

Индекс 75877; 25877

ӘЛ-ФАРАБИ атындағы ҚАЗАҚ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ

ХАБАРШЫ

Физика сериясы

КАЗАХСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени АЛЬ-ФАРАБИ

ВЕСТНИК

Серия физическая

AL-FARABI KAZAKH NATIONAL UNIVERSITY

RECENT CONTRIBUTIONS TO PHYSICS

№4 (71)

Алматы
«Қазақ университеті»
2019



ISSN 1563-0315; eISSN 2663-2276

Индекс 75877; 25877

ХАБАРШЫ

ФИЗИКА СЕРИЯСЫ №4 (71) желтоқсан



04.05.2017 ж. Қазақстан Республикасының Ақпарат және коммуникация министрлігінде тіркелген

Қуәлік № 14498-Ж

Журнал жылына 4 рет жарыққа шығады
(наурыз, маусым, қыркүйек, желтоқсан)

ЖАУАПТЫ ХАТШЫ

Иманбаева А.К., ф.-м.ғ.к. (Қазақстан)

Телефон: +7(727) 377-33-46

E-mail: akmaral@physics.kz

РЕДАКЦИЯ АЛҚАСЫ:

Давлетов А.Е., ф.-м.ғ.д., профессор – ғылыми редактор (Қазақстан)

Лаврищев О.А., ф.-м.ғ.к. – ғылыми редактордың орынбасары (Қазақстан)

Әбишев М.Е., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

Асқарова Ә.С., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

Буртебаев Н., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

Дробышев А.С., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

Жаңабаев З.Ж., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

Косов В.Н., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

Буфенди Лайфа, профессор (Франция)

Иващук В.Д., ф.-м.ғ.д., профессор (Ресей)

Ишицука Эцуо, доктор (Жапония)

Лунарска Элина, профессор (Польша)

Сафарик П., доктор (Чехия)

Тимошенко В.Ю., ф.-м.ғ.д., профессор (Ресей)

Кеведо Эрнандо, профессор (Мексика)

ТЕХНИКАЛЫҚ ХАТШЫ

Дьячков В.В., ф.-м.ғ.к. (Қазақстан)

Физика сериясы – физика саласындағы іргелі және қолданбалы зерттеулер бойынша бірегей ғылыми және шолу мақалаларды жариялайтын ғылыми басылым.



Министерство образования и науки
Республики Казахстан
Официальный интернет-ресурс
Комитета по контролю в сфере
образования и науки



ҚАЗАҚ
УНИВЕРСИТЕТІ
Б А С П А У Й І

Ғылыми басылымдар бөлімінің басшысы

Гульмира Шаккозова

Телефон: +7 747 125 6790

E-mail: Gulmira.Shakkozova@kaznu.kz

Редакторлары:

Гульмира Бекбердиева

Агила Хасанқызы

Компьютерде беттеген

Айгүл Алдашева

ИБ № 13125

Пішімі 60x84 1/8. Көлемі 8.3 б.т. Тапсырыс № 7019.

Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университетінің
«Қазақ университеті» баспа үйі.

050040, Алматы қаласы, әл-Фараби даңғылы, 71.

«Қазақ университеті» баспа үйінің баспаханасында басылды.

© Әл-Фараби атындағы ҚазҰУ, 2019

1-бөлім
**ТЕОРИЯЛЫҚ ФИЗИКА.
ЯДРО ЖӘНЕ ЭЛЕМЕНТАР БӨЛШЕКТЕР
ФИЗИКАСЫ. АСТРОФИЗИКА**

Section 1
**THEORETICAL PHYSICS.
NUCLEAR AND ELEMENTARY PARTICLE
PHYSICS. ASTROPHYSICS**

Раздел 1
**ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА.
ФИЗИКА ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ.
АСТРОФИЗИКА**

¹Н. Буртебаев , ²А.К. Морзабаев, ^{1,2}Н. Амангелді ,
^{1,3}Б. Мәуей, ^{2*}Г. Ергалиұлы, ¹Д.К. Алимов

¹Институт ядерной физики Республики Казахстан, Казахстан, г. Алматы

²Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева, Казахстан, г. Нур-Султан,

*e-mail: gani.yergaliuly@mail.ru

³Объединенный институт ядерных исследований, Россия, г. Дубна

ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ИОНОВ ¹⁵N НА ЯДРАХ ⁹BE ПРИ E_{LAB} = 18,75 МЭВ

Аннотация. В настоящей работе нами были измерены угловые распределения упругого рассеяния ионов ¹⁵N на ядрах ⁹Be при энергии E_{lab} = 18,75 МэВ в диапазоне углов $\theta_{\text{ЦМ}}$ от 43° до 164°. Вывод ионных пучков ¹⁵N осуществлялся в Нур-Султанском филиале ИЯФ РК на циклотроне ДЦ-60. Детектирование частиц проводилось в рамках двухмерной ΔE -E методики с использованием кремниевых поверхностно барьерных детекторов dE и E фирмы ORTEC, толщина которых составляла 8 и 300 микронов соответственно. В качестве мишеней использовались пленки ⁹Be толщиной около 31 мкг/см². Основной целью данной работы было получение новой информации о параметрах оптического потенциала для системы ¹⁵N + ⁹Be при низких энергиях. Полученные данные были проанализированы с использованием кодов Fresco и DFROT, в рамках оптической модели (OM) и метода двойной свертки, в результате которых были получены несколько наборов оптических параметров.

Ключевые слова: легкие ядра, упругое рассеяние, ΔE -E методика, оптические потенциалы, метод свертки.

¹N. Burtabayev, ²A.K. Morzabayev, ^{1,2}N. Amangeldi,
^{1,3}B. Mauyey, ^{2*}G. Yergaliuly, ¹D.K. Alimov

¹Institute of Nuclear Physics of the Republic Kazakhstan, Kazakhstan, Almaty

²L.N. Gumilyov Eurasian National University, Kazakhstan, Astana,

e-mail: gani.yergaliuly@mail.ru

³Joint Institute of Nuclear Research, Russia, Dubna

Study of the elastic scattering of ¹⁵N ions on ⁹Be nuclei at E_{lab} = 18,75 MeV

Abstract. In present work, we measured the angular distributions of elastic scattering of ¹⁵N ions on ⁹Be nuclei at an energy of E_{lab} = 18.75 MeV in the range of angles θ cm from 43 ° to 164 °. The extraction of ¹⁵N ion beams was carried out at the Nur-Sultan branch of the INP RK on the DC-60 cyclotron. The particles were detected in the framework of the ΔE -E technique using the silicon surface-barrier detectors dE and E from ORTEC, the thickness of which was 8 and 300 microns, respectively. ⁹Be films with a thickness of about 31 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ were used as targets. The purpose of this work was to obtain new data on the parameters of the optical potential for the ¹⁵N + ⁹Be system. The obtained data were analyzed using the Fresco and DFROT codes, within the framework of the optical model (OM) and the double folding method as a result of which several sets of optical parameters were obtained.

Key words: light nuclei, elastic scattering, ΔE -E technique, optical potentials, convolution method.

¹Н. Буртебаев, ²А.К. Морзабаев, ^{1,2}Н. Амангелді,
^{1,3}Б. Мәуей, ^{2*}Ғ. Ергалиұлы, ¹Д.К. Алимов

¹Қазақстан Республикасының ядролық физика институты, Қазақстан, Алматы қ.
²Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті,
Қазақстан, Нұр-Сұлтан қ., e-mail:gani.yergaliuly@mail.ru
³Біріккен ядролық зерттеулер институты, Ресей, Дубна қ.

$E_{lab} = 18,75$ МэВ шамасында ^{15}N ионының ^9Be ядросында серпімді шашырауын зерттеу

Аңдатпа. Бұл ұсынылып отырған жұмыста біз ^{15}N иондарының ^9Be ядроларынан $E_{lab} = 18,75$ МэВ энергия шамасында $\theta_{cm} 43^\circ$ -ден 164° -ке дейінгі аралықта серпімді шашырауын зерттедік. ^{15}N иондарының шоғыры ҚР ЯФИ Нұр-Сұлтан қ. филиалындағы ДЦ-60 циклотронында алынды. Бөлшектерді тіркеу ΔE -Е әдістемесі аясында ORTEC фирмасының қалыңдығы 8 және 300 микрон болатын кремнийлік беттік-барьерлік dE және E-детекторларын пайдалану арқылы жүзеге асырылды. Нысана ретінде қалыңдығы шамамен 31 мкг/см^2 құрайтын бериллий пленкалары қолданылды. Бұл жұмыстың негізгі мақсаты $^{15}\text{N} + ^9\text{Be}$ үшін төмен энергия шамасында оптикалық потенциал параметрлері туралы жаңа деректерді алу болды. Алынған мәліметтер оптикалық модель (ОМ) және екі реттік фолдинг әдісі шеңберінде Fresco және DFROT кодтарын қолдану арқылы талданды, соның нәтижесінде бірнеше оптикалық параметрлер жиынтығы алынды.

Түйін сөздер: жеңіл ядролар, серпімді шашырау, ΔE -Е әдісі, оптикалық потенциалдар, фолдинг әдісі.

Введение

Данная работа является продолжением цикла работ по исследованию рассеяния ионов ^{15}N на ядрах 1-р оболочки. Ранее нами были исследованы столкновения ионов ^{15}N с ядром ^{16}O при $E_{cm} = 11,59$ МэВ [1] и с ядрами $^{10,11}\text{B}$ при энергии 43 МэВ [2]. В этих работах значительное увеличение сечений при обратных углах интерпретировалось как передача протонов и α -кластеров. Эти данные служили наглядным примером того что, упругое взаимодействие ядер 1-р-оболочки с ^{15}N является хорошим примером для изучения механизмов обмена, передачи особенно при низких энергиях, близких к энергиям кулоновского барьера.

В ранних работах по переводу потенциалов рассеяния тяжелых ионов на более фундаментальный уровень с использованием метода двойной свертки [3, 4] показали, что большинство взаимодействий может быть хорошо описано, за исключением трех ядер: ^6Li , ^7Li и ^9Be . Для этих трех ядер значения рассчитанных реальных потенциалов пришлось уменьшить на $\sim 0,6$ [5]. Поскольку эти три ядра имеют сильную поляризуемость, считалось, что это условие вызвало необходимость снижения потенциалов. Кроме того, переориентация в основном состоянии ядер ^7Li и ^9Be может дать вклад в упругое рассеяние из-за их больших квадрупольных моментов в основном состоя-

нии, что еще больше усложняет наше понимание их рассеяния.

Экзотическое ядро ^9Be одно из экспериментально хорошо изученных ядер [6]. Например в широком диапазоне энергий исследованы упругое рассеяние систем $^9\text{Be} + ^{12}\text{C}$ [7-9] и $^9\text{Be} + ^{13}\text{C}$ [10, 11], при околобарьерных энергиях были исследованы и системы $^9\text{Be} + ^{14}\text{N}$ [12], $^9\text{Be} + ^{16}\text{O}$ [13].

В публикациях [14–16] для определения структуры остаточных ядер были исследованы реакции $^9\text{Be}(^{15}\text{N}, ^{14}\text{O})$, $(^{15}\text{N}, ^{17}\text{F})$, $(^{15}\text{N}, ^{12}\text{N})$ при 240 МэВ. Однако, насколько нам известно, по упругому рассеянию $^9\text{Be}(^{15}\text{N}, ^{15}\text{N})$ ^9Be иеимеется лишь работа [17].

В этой статье [17] приведенные данные по упругому и неупругому рассеянию ^{15}N на ядре ^9Be при $E_{lab}(^{15}\text{N}) = 84$ МэВ. В результате командой А.Т. Rudchik et al., было обнаружено, что для упругого рассеяния $^9\text{Be} + ^{15}\text{N}$ рассеяние потенциала доминирует на малых углах и дает некоторый вклад в угловое распределение на средние и большие углы, но в этом угловом диапазоне доминирует спиновая переориентация ^9Be . Одно и двухступенчатые реакции переноса дают лишь малые вклады в упругое рассеяние $^9\text{Be} + ^{15}\text{N}$.

Целью данной работы было получение информации о параметрах оптического потенциала для упругого рассеяния ионов ^{15}N на ядрах ^9Be . Данная работа является частью цикла

нашего исследования системы $^{15}\text{N} + ^9\text{Be}$ при около барьерных энергиях.

Экспериментальная часть

В настоящей работе были получены угловые распределения упругого рассеяния ^{15}N на ^9Be при $E_{\text{lab}}=18,75$ МэВ в диапазоне углов в системе центра масс от 43° до 164° . Детекти-

рование частиц осуществлялась в филиале ИЯФ РК (г. Нур-Султан) на циклотроне ДЦ-60 с использованием кремниевых поверхностно-барьерных детекторов dE и E, толщиной 8 и 300 микронов, соответственно. В качестве мишеней использовались пленки ^9Be толщиной ~ 31 мкг/см 2 [18]. Спектры упругого рассеяния были детектированы с использованием крейта ΔE -E методики (рисунок 1).



Рисунок 1 – Крейт для детектирования с использованием ΔE -E методики

Данные полученные этой методикой идентифицировались с помощью программного обеспечения Win_EdE (в виде локусов) [1, 2]. Пример типичных данных для системы $^{15}\text{N} + ^9\text{Be}$ по этой программе показан на рисунке 2. Как видно спектры хорошо разрешались как по массе, так и по заряду.

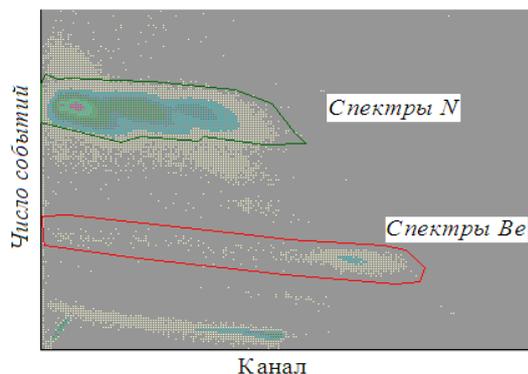


Рисунок 2 –Спектры для упругого рассеяния $^{15}\text{N} + ^9\text{Be}$ при $E_{\text{лаб}} = 18.75$ МэВ

Систематические ошибки допущенные в эксперименте обусловлены погрешностями в определении толщины мишени, калибровки интегратора тока, телесного угла спектрометра и т.п. статистическими ошибками и не превышали 10%.

Теоретическая часть

Данные по упругому рассеянию анализировались в рамках стандартной оптической модели (ОМ) ядра, в которой влияние неупругих каналов учитывается феноменологическим введением мнимой поглощающей части в потенциал взаимодействия между сталкивающимися ядрами. В рамках этой модели упругое рассеяние описывается комплексным потенциалом взаимодействия с радиальной зависимостью в форме Вудс-Саксона:

$$U(r) = -Vf(x_v) - i[Wf(x_w)] + V_c(r), \quad (1)$$

где $f(x_i) = (1 + \exp(x_i))^{-1}$, $x_i = (r - R_i) / a_i$, $R_i = r_i A^{1/3}$, $V_C(r)$ – кулоновский потенциал равномерно заряженной сферы радиусом $R_C = 1,25 A^{1/3}$ фм. Учитывая компактные размеры налетающей частицы, мы ограничились объемным типом потенциала поглощения для мнимой части.

Параметры оптических потенциалов (ОП) подбирались таким образом, чтобы достичь наилучшего согласия между теоретическими и экспериментальными угловыми распределениями. Теоретические расчеты выполнялись по программе FRESKO [19]. Автоматический поиск параметров оптических потенциалов производился путем минимизации величины χ^2/N .

Для ограничения дискретной неоднозначности в параметрах ОП был проведен анализ данных в рамках метода двойного фолдинга (свертка).

Потенциал двойной свертки рассчитывается с использованием распределений ядерной материи как ядра-снаряда, так и ядра-мишени вместе с эффективным потенциалом нуклон-нуклонного взаимодействия (v_{NN}). Потенциал двойной свертки можно записать следующим образом:

$$V_{DF}(r) = \int dr_1 \int dr_2 \rho_p(r_1) \rho_t(r_2) v_{NN}(r_{12}), \quad (2)$$

где $\rho_p(r_1)$ и $\rho_t(r_2)$ – плотность ядерной материи ядер снаряда и мишени, соответственно.

Расчеты потенциала двойной свертки для системы ${}^9\text{Be}+{}^{15}\text{N}$ проводились с использованием кода DFROT [20, 21] при помощи нуклон-

нуклонного потенциала M3Y (Reid) и распределений заряда в ${}^9\text{Be}$ и ${}^{15}\text{N}$ [22] откуда и были получены значения среднеквадратичных радиусов для ${}^9\text{Be} = 2.5$ фм и ${}^{15}\text{N} = 2,65$ фм. Плотности ядерной материи, необходимые для расчета потенциала двойной свертки ${}^9\text{Be}+{}^{15}\text{N}$, были получены из распределений зарядов методом, описанным в [20, 21].

Полученные результаты

Данные упругого рассеяния ионов ${}^{15}\text{N}$ на ядрах ${}^9\text{Be}$ при энергии 18,75 МэВ были обработаны с использованием графической программы Origin Pro8. На рисунке 3 показаны экспериментальное дифференциальное сечение и теоретические расчеты.

В таблице 1 представлены оптические параметры полученные с использованием программных кодов FRESKO и DFROT.

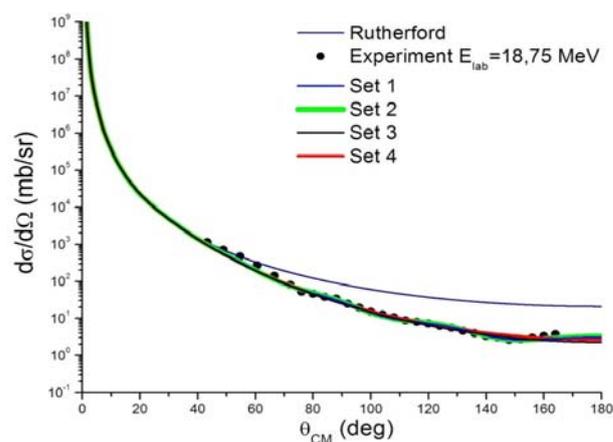


Рисунок 3 – Результаты экспериментальных данных и теоретического анализа

Таблица 1 – Параметры оптического потенциала для системы ${}^{15}\text{N}+{}^9\text{Be}$.

Set	V (MeV)	r_v (fm)	a_v (fm)	W (MeV)	r_w (fm)	a_w (fm)	Nr
1	100.0	1.12	0.47	10.0	1.16	0.38	0.6
2	95.0	1.15	0.46	10.5	1.2	0.32	0.5
3	65.0	0.8	0.8	12.0	1.25	0.6	0.7
4	65.5	0.85	0.82	27.0	1.15	0.58	0.7

Как видно, метод двойной свертки не смог определить наглядно, какой из полученных параметров является более физическим. Максимальное значение нормировочного коэффициента Nr составило 0,7 для наборов 3 и 4. Кулоновский радиус был зафиксирован при 1,25 фм.

Выводы

В настоящей работе при $E_{\text{лаб}}=18,75$ МэВ были представлены новые данные по упругому рассеянию ионов ^{15}N на ^9Be при $\theta_{\text{ЦМ}}43^\circ-164^\circ$. Данные были проанализированы в рамках методов оптической модели и двойной свертки. Из рисунка 3 видно что все полу-

ченные результаты оптической модели хорошо согласуются с экспериментальными данными. Несмотря на получение нескольких наборов оптического потенциала фолдинг метод не смог выявить более физический из них что еще раз указывает нам о деформированности ядра мишени ^9Be .

Следующей нашей задачей является оптимизация параметров полученные из анализа данных ОМ упругого рассеяния в рамках метода связанных каналов (МСК) включающий в себя упругое и неупругое рассеяние, спиновые переориентации ^9Be в основном и возбужденном состояниях и ^{15}N в возбужденных состояниях, а также наиболее важные одно- и двухступенчатые реакции переноса.

Литература

- 1 Burtebayev N. et al. Elastic Scattering of ^{15}N Ions by ^{16}O at the Energy 11.59 MeV //Acta Phys. Polon. – 2017. – Vol. 48. – P.495-498.
- 2 Burtebaev N. et al. Scattering of ^{15}N Ions by 10, 11B Nuclei at the Energy of 43 MeV //ActaPhysicaPolonica B, Proceedings Supplement. – 2018. – Vol. 11. – P. 99-107.
- 3 Satchler G.R., Love W.G. Folding model potentials from realistic interactions for heavy-ion scattering //Physics Reports. – 1979. – Vol. 55 (3). – P. 183-254.
- 4 Satchler G.R. The optical potential for ^9Be scattering: Another anomaly //Physics Letters B. – 1979. – Vol. 83 (3-4). – P. 284-288.
- 5 Glover C.W., Cutler R.I., Kemper K.W. Double folding model analysis of ^7Li scattering //Nuclear Physics A. – 1980. – Vol. 341. – №. 1. – P. 137-148.
- 6 Selove F.A. Energy levels of light nuclei: $A=5-10$ //Nucl. Phys. A. – 1988. – Vol. 490. – P. 1-10.
- 7 Zamora J.C. et al. $^7, 9, 10\text{Be}$ elastic scattering and total reaction cross sections on a ^{12}C target //Physical Review C. – 2011. – Vol. 84. – №. 3. – P. 034611.
- 8 Oliveira R.A.N. et al. Study of $^9\text{Be}+^{12}\text{C}$ elastic scattering at energies near the Coulomb barrier //Nuclear Physics A. – 2011. – Vol. 856. – №. 1. – P. 46-54.
- 9 Li Z.H. et al. New determination of the proton spectroscopic factor in ^9Be from the $^{13}\text{C} (^9\text{Be}, 8\text{Li}) ^{14}\text{N}$ angular distribution //Physical Review C. – 2013. – Vol. 87. – №. 1. – P. 017601.
- 10 Barbadoro A. et al. α -transfer contribution to $^9\text{Be}+^{13}\text{C}$ elastic and inelastic scattering //Physical Review C. – 1990. – Vol. 41. – №. 5. – P. 2425.
- 11 Jarczyk L. et al. Large angle elastic scattering of ^9Be ions on carbon isotopes //Nuclear Physics A. – 1979. – Vol. 316. – №. 1-2. – P. 139-145.
- 12 Bock R. et al. ^{14}N -induzierte transfer-reaktionen in ^9Be von 20 bis 30 MeV //Nuclear Physics. – 1965. – Vol. 70. – №. 3. – P. 481-496.
- 13 Glukhov Y.A. et al. Nuclear rainbow in elastic scattering of ^9Be nuclei //Physics of Atomic Nuclei. – 2010. – Vol. 73. – №. 1. – P. 14-23.
- 14 Bohlen H. . et al. Nuclear structure studies of bound and unbound states in drip-line nuclei //Il NuovoCimento A (1971-1996). – 1998. – Vol. 111. – №. 6-7. – P. 841-846.
- 15 Bohlen H.G. et al. Spectroscopy of ^7He states using the $(^{15}\text{N}, ^{17}\text{F})$ reaction on ^9Be //Physical Review C. – 2001. – Vol. 64. – №. 2. – P. 024312.
- 16 Bohlen H. G. et al. Structure studies of neutron-rich beryllium and carbon isotopes //Nuclear Physics A. – 2003. – Vol. 722. – P. C3-C9.
- 17 Rudchik A.T. et al. Elastic and inelastic scattering of ^{15}N ions by ^9Be at 84 MeV //Nuclear Physics A. – 2016. – Vol. 947. – P.161-172.
- 18 Burtebayev N. et al. Alpha cluster transfer in the elastic scattering of ^{13}C ions on ^9Be nuclei //Memorie della Societa AstronomicaItaliana. – 2017. – Vol. 88. – P. 440.
- 19 Thompson I.J. Coupled reaction channels calculations in nuclear physics //Computer Physics Reports. – 1988. – Vol. 7. – №. 4. – P.167-212.
- 20 Cook J. DFPOT–A computer code for calculating double folding potentials //Computer Phys. Commun. – 1982. – Vol. 25. – P.125.
- 21 Cook J. DFPOT–A computer code for calculating double folding potentials //Computer Phys. Commun. – 1984 – Vol. 35. – P. 775.

22 De Vries H., De Jager C. W., De Vries C. Nuclear charge-density-distribution parameters from elastic electron scattering //Atomic data and nuclear data tables. – 1987. – Vol. 36. – №. 3. – P. 495-536.

References

- 1 N. Burtebayev, S.B. Sakuta, A.K. Morzabayev et al., Acta Phys.Polon. B 48, 495(2017).
- 2 N. Burtebayev et al., Acta Phys. Polon. BProceedings Supplement 11, 99-107, (2018).
- 3 G.R. Satchler, W.G. Love, Phys. Rep. 55, 183(1979).
- 4 G.R. Satchler, Phys. Lett. B83,284(1979).
- 5 C.W. Glover, R.I. Cutler, K.W. Kemper, Nucl. Phys. A341, 137(1980).
- 6 F. Ajzenberg-Selove, Nucl.Phys.A 490, 1 (1988).
- 7 J.C. Zamora, V. Guimaraes, A. Barioni, et al.,Phys. Rev.,C84, 034611(2011).
- 8 R.A.N. Oliveira, N.Carlin,et al.,Nucl. Phys., A856, 46–54(2011).
- 9 Z.H.Li, Y.J.Li, J.Su, B.Guo, et al., Phys.Rev., C87, 017601(2013).
- 10 A.Barbadoro, F.Pellegrini, et al.,Physical Review, C41, 2425-2428(1990).
- 11 L. Jarczyk, J. Okolowicz, et al.,Nuclear Physics, A316,139-145(1979).
- 12 R.Bock, H.H.Duhm, M.Grosse-schulte, R.Ruedel, Nuclear Physics, 70,481-496 (1965).
- 13 Yu.A. Glukhovet al., Physics of Atomic Nuclei.73,14-23(2010).
- 14 H.G. Bohlen, W. von Oertzen, R. Kalpakchieva, et al., Nuovo Cimento 111A, 841(1998).
- 15 H.G. Bohlen, R. Kalpakchieva,A. Blazevic, et al., Phys. Rev. C 64, 024312(2001).
- 16 H.G. Bohlen, R. Kalpakchieva, W. von Oertzen, et al., Nucl. Phys. A 722,3 (2003).
- 17 A.T.Rudchik, et al., Nuclear Physics, A947,161(2016).
- 18 N. Burtebayev et al., Mem.S.A.It. 88, 440-443 (2017).
- 19 I. J. Thompson, Comput. Phys. Rep. 7, 167 (1988).
- 20 J. Cook, Comput. Phys. Commun. 25, 125(1982).
- 21 J. Cook, Comput. Phys. Commun. 35, 775(1984).
- 22 H. De Vries, C.W. De Jager, C. De Vries,At. Data Nucl. Data Tables 36, 495(1987).

МРНТИ 29.05.29

https://doi.org/10.26577/RCPH-2019-i4-2

^{1,2,*}А.И. Федосимова , ²М.Е. Абишев ,
²Т.А. Кожамкулов, ³И.А. Лебедев 

¹Институт ядерной физики, Казахстан, г. Алматы

²Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы

³Физико-технический институт, Satbaev University, Казахстан, г. Алматы

*e-mail: ananastasia@list.ru

ОСОБЕННОСТИ В РАСПРЕДЕЛЕНИЯХ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ЯДЕР

Аннотация. В работе представлены результаты анализа взаимодействий тяжелых ядер свинца ^{208}Pb с энергией 158 А·ГэВ и золота ^{197}Au с энергией 10.7 А·ГэВ с ядрами фотоэмульсии *Em*. Обработка результатов осуществлялась при помощи метода Херста. На основе показателя Херста события были разделены два типа: взрывного и каскадно-испарительного. В событиях взрывного типа обнаружены события, в которых ливневые вторичные частицы вылетают под большими углами. Представлен анализ этого эффекта в зависимости от энергии налетающего ядра. Ядра золота и ядра свинца имеют примерно одинаковую массу, но отличаются по энергии почти в 15 раз. Однако относительное число событий взрывного типа практически одинаково. Во взаимодействиях $\text{Au} + \text{Em}$ 10.7 АГэВ наблюдается 64.7% событий взрывного типа. При этом 8.1% событий полного разрушения, в которых отсутствуют фрагменты ядра мишени. А во взаимодействиях $\text{Pb} + \text{Em}$ 158 АГэВ – 59.7% событий взрывного типа и 8.9% событий полного разрушения. Однако, существенно отличается число событий с большими значениями среднего псевдобыстротного распределения $\langle \eta \rangle$. Во взаимодействиях $\text{Au} + \text{Em}$ 10.7 АГэВ 35.6% событий являются событиями взрывного типа с большими значениями $\langle \eta \rangle$. В $\text{Pb} + \text{Em}$ 158 АГэВ таких событий всего 8.4%.

Ключевые слова: ядро-ядерные взаимодействия, кварк-глюонная плазма, фотоэмульсионная методика.

^{1,2,*}A.I. Fedosimova, ²M.E. Abishev, ²T.A. Kozhamkulov, ³I.A. Lebedev

¹The Institute of Nuclear Physics, Kazakhstan, Almaty

²Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty

³Institute of Physics and Technology, Satbaev University, Kazakhstan, Almaty

*e-mail: ananastasia@list.ru

Features in distributions of secondary particles in interactions of nuclei

Abstract. The paper presents the results of an analysis of the interactions of heavy lead nuclei ^{208}Pb at energy of 158 AGeV and gold nuclei ^{197}Au at energy of 10.7 AGeV with photoemulsion nuclei *Em*. The results were processed using the Hurst method. The total ensemble of events has been divided into two classes depending on the Hurst index h , which are called events of explosive and cascade-evaporation types. In explosive events, interactions have been discovered in which secondary particles are emitted at large angles. The analysis of this effect depending on the energy of the projectile nucleus is presented. Gold and lead nuclei have approximately the same mass, but they differ in energy by almost 15 times. However, the relative number of explosive events is almost the same. In the $\text{Au} + \text{Em}$ interactions 64.7% of explosive events are observed. Moreover, 8.1% of the interactions are events of complete destruction which have no fragments of the target nucleus. There are 59.7% of explosive type events and 8.9% of complete destruction events in $\text{Pb} + \text{Em}$ interactions. However, the number of events with large values of the mean pseudorapidity distribution $\langle \eta \rangle$ differs significantly. In $\text{Au} + \text{Em}$ interactions, 35.6% of the events are explosive events with large $\langle \eta \rangle$ values. There are only 8.4% of such events in $\text{Pb} + \text{Em}$.

Key words: Nuclear-nuclear interactions, quark-gluon plasma, photoemulsion technique.

^{1,2,*} А.И. Федосимова, ² М.Е. Әбішев, ² Т.Ә. Қожамқұлов, ³ И.А. Лебедев

¹ Ядролық физика институты, Қазақстан, Алматы қ.

² Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.

³ Физика-техникалық институты, Сәтбаев университеті, Қазақстан, Алматы қ.,
*e-mail: ananastasia@list.ru

Ядролардың өзара іс-қимылындағы қайталама бөлшектердің үлестірілуінің ерекшеліктері

Аңдатпа. Жұмыс барысында ауыр ядролардың ^{208}Pb 158 А·ГэВ және ^{197}Au 10.7 А·ГэВ фото-эмульсия ядроларымен өзара әрекеттесуін талдау нәтижелері берілген. Нәтижелерді өңдеу Херст әдісі арқылы жүзеге асырылды. Херст көрсеткіші негізінде оқиғалар екі түрге бөлінді: жарылғыш және каскадты буландырғыш. Жарылғыш түріндегі оқиғаларда нөсерлі екінші реткі бөлшектердің үлкен бұрышпен ұшып шығатыны анықталды. Ұшатын ядроның энергиясына байланысты осы әсердің талдауы ұсынылған. Алтын ядросы мен қорғасын ядросы шамамен бірдей массаға ие, бірақ 15 есе дерлік энергия жағынан ерекшеленеді. Алайда, жарылғыш түріндегі оқиғалардың салыстырмалы саны, энергияны 10 еседен артық арттырғанда іс жүзінде бірдей. Au + Em 10.7 АГЭВ өзара әрекеттестікте жарылғыш түріндегі оқиғалардың 64.7% байқалады. Бұл ретте толық бұзылу оқиғаларының 8.1%-да нысана ядросының фрагменттері жоқ. Ал Pb + Em 158 АГЭВ өзара әрекеттестікте – 59.7% жарылғыш түріндегі оқиғалар және 8.9% толық бұзылу оқиғалары. Алайда $\langle \eta \rangle$ орта жалған таралуының үлкен мәндердегі оқиғалар саны айтарлықтай ерекшеленеді. Au + Em 10.7 АГЭВ өзара әрекеттестікте 35.6% оқиғалар $\langle \eta \rangle$ үлкен мәні бар жарылғыш түрі болып табылады. Pb + Em 158 АГЭВ-да мұндай оқиғалар тек 8.4%.

Түйін сөздер: Ядролық-ядролық әрекеттесулер, кварк-глюон плазмасы, фотоэмульсия әдістемесі.

Введение

Новые экспериментальные результаты, полученные на Большом адронном коллайдере LHC (Large Hadron Collider) в Европейском центре ядерных исследований (CERN, Женева, Швейцария) и коллайдере RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) в Брукхейвенской национальной лаборатории (BNL, New York, USA), а также недавно разработанные теоретические инструменты показывают, что в процессах взаимодействия ядер при высоких энергиях наблюдаются явления коллективной динамики, обычно связываемые с образованием кварк-глюонной плазмы (QGP) [1-3].

Объяснение происхождения коллективного поведения – актуальная проблема, исследуемая на данный момент многими группами по всему миру. Важным моментом в этом отношении является понимание начального состояния взаимодействия [4-5].

QGP представляет собой особое состояние ядерной материи, возникающее при высоких температурах и плотностях, в котором кварки становятся квазисвободными. Существование этой новой фазы вещества было предсказано в середине 70-х годов двадцатого века [6-7]. Экспериментальный поиск QGP в лабораторных условиях впервые начался в CERN и в BNL в конце восьмидесятых [8]. В 2000 году, после

завершения основной части программы тяжелых ионов на ускорителе SPS (Super Proton Synchrotron), CERN объявил косвенные доказательства создания нового состояния вещества в столкновениях встречных пучков тяжелых ионов свинца Pb + Pb [9]. Настоящее открытие QGP произошло в 2005 году, когда четыре международных сотрудничества, изучавшие столкновения Au + Au на релятивистском коллайдере тяжелых ионов (RHIC) в BNL, объявили результаты своих первых пяти лет измерений [10-13].

Вопреки ожиданиям, ядерная материя в этом состоянии ведёт себя не как идеальный газ из кварков и глюонов, а как почти идеальная жидкость сильно взаимодействующих кварков и глюонов. При энергии LHC эти эффекты кварк-глюонной плазмы сильнее, чем при энергии RHIC, и тем более SPS [14-16].

Значительные теоретические усилия были предприняты для понимания этого явления. В соответствии с теоретическими представлениями, коллективное расширение горячих систем преобразует начальные пространственные неоднородности и деформации в анизотропные распределения импульсов конечных частиц, которые могут быть количественно оценены различными наблюдаемыми потоками вторичных частиц [17-21].

Одним из методов изучения взаимодействий ядер с ядрами, используемый авторами [22-27],

является фотографический способ регистрации. Перечислим кратко достоинства этого метода: высокое пространственное разрешение, позволяющее определять углы вылета частиц, фрагментов ядер-снарядов до тысячных долей радиана в событиях со многими сотнями лучей; отсутствие порога регистрации для любого из заряженных продуктов реакции (и как следствие – уникальная возможность наблюдения процесса при очень малых передаваемых 4-импульсах), отсутствием “мертвых” зон (т.е. кинематических областей, в которых детектирование вторичных частиц невозможно); возможность определять время жизни короткоживущих частиц, фиксировать центр взаимодействия и пробеги частиц с микронной точностью; изучать процессы взаимодействия в условиях 4π-геометрии; возможность измерять энергию и ионизационные потери заряженных частиц, позволяет устанавливать их природу (генерированных и провзаимодействовавших частиц); на основе измерения плотности δ-электронов и числа разрывов на следах фрагментов ядер определять их заряд; возможность анализа взаимодействия различных ядер в совершенно одинаковых экспериментальных условиях [28-31].

Данные

Анализируемый набор включал экспериментальные данные взаимодействий ^{208}Pb 158 А·ГэВ и ^{197}Au 10.7 А·ГэВ с ядрами фотоэмульсии [32-33]. При этом необходимо отметить, что ядра золота и ядра свинца являются тяжелыми ядрами, примерно одинаковой массы, но существенно отличаются по энергии. Причем ядра золота имеет энергию почти в 15 раз выше, чем ядра свинца.

Треки (следы) вторичных частиц после измерений подразделялись на следующие типы:

1. Черные треки, или *b*-частицы, с пробегом в эмульсии $L \leq 3$ мм, что соответствует кинетической энергии $T \leq 26$ Мэв.

2. Серые треки, или *g*-частицы (в основном протоны отдачи ядра-мишени), с относительной ионизацией $J/J_0 \geq 1,4$ (J_0 – минимальная ионизация, которой обладают треки однозарядных фрагментов налетающего ядра), пробегом $L > 3$ мм и кинетической энергией протонов $26 < T \leq 400$ Мэв.

3. Однозарядные релятивистские (ливневые частицы), или *s*-частицы, с $J/J_0 \leq 1,4$ и $T >$

400 Мэв. Такими частицами могут быть, наряду с рожденными частицами (π^\pm -мезоны, провзаимодействовавшие протоны ядра-снаряда), также и спектаторные однозарядные фрагменты налетающего ядра (*b*'-частицы). Вклад последних определялся из анализа угловых распределений *s*-частиц. В настоящее время общепринято считать, что такие однозарядные фрагменты ($Z = 1$) имеют телесный угол меньше $\theta < \theta_0$, определяемого из соотношения $\sin \theta_0 = 0.2(\text{Гэв/с}) / P_0(\text{Гэв/с})$, где P_0 – импульс протона первичного ядра.

4. Многозарядные ($Z \geq 3$) фрагменты ядра-снаряда с ионизацией $J/J_0 \geq 4$, не изменяющейся на длине 2 см. Обычно заряд определяется по числу δ-электронов на следе или по числу разрывов на следе для малых *Z*.

Анализ вторичных частиц

На первом этапе исследовались псевдобыстротные распределения *s*-частиц, так как согласно современным представлениям именно эти частицы вылетают из области взаимодействия и характеризуют динамику процесса.

На следующих этапах анализа были исследованы распределения *b*-, *g*- и *b*'-частиц для изучения особенностей фрагментации отдельных событий и степени периферийности взаимодействия. Эта информация необходима для отделения событий с существенно отличными параметрами удара.

Для сравнительного исследования коллективного образования вторичных частиц использовался метод Херста. Использование этого метода позволяет оценить “силу” и “длину” многочастичных корреляций в псевдобыстротных распределениях вторичных частиц, отличать флуктуации динамически коррелированных распределений вторичных частиц от стохастических, связанных со статистическими причинами [34].

Из полной кинематической области рассматривался на первом этапе только центральный псевдобыстротный интервал $\Delta\eta = 4$, так называемая область пионизации. По современным представлениям именно в этой области сконцентрированы все вторичные частицы, вылетающие из области взаимодействия. Для исследования многочастичных корреляций в распределении вторичных частиц была рассмотрена зависимость величины нормиро-

ванного размаха $H(k)$ от величины псевдобыстротного интервала $d\eta$.

Согласно уравнениям Херста, вычислялся нормированный размах для различных псевдобыстротных интервалов. Результаты для H , соответствующие одному и тому же значению k , усреднялись и откладывались в двойном логарифмическом масштабе как функция от k . Затем, фитом находилось значение показателя Херста h .

Отбор событий производился по среднему показателю $h = 0.64$. Этот критерий $h=0.64$ соответствует процессу с максимальными двухчастичными корреляциями, т.е. процессу, в котором все вторичные частицы родились из двухчастичных распадов. И, следовательно, этот критерий условно делит весь экспериментальный набор на процессы, в которых наблюдаются некие динамические многочастичные корреляции, и на события, в которых многочастичные корреляции отсутствуют (преобладают двухчастичные корреляции и стохастические флуктуации).

В результате детального анализа поведения кривой Херста все события были разделены два типа. Первый тип включает события с коррелированным псевдобыстротным распределением, которое характеризуется показателем кривой Херста $h > 0.64$. Такое поведение корреляционной кривой относится к процессам взрывного типа. Второй тип событий характеризуется значением показателя Херста $h \leq 0.64$. Такое поведение кривой Херста соответствует событиям каскадно-испарительного типа.

На рисунке 1 представлено распределение среднего псевдобыстротного распределения $\langle \eta \rangle$ в индивидуальных событиях взаимодействия ядер золота ^{197}Au с энергией 10,7 А·ГэВ и ядер свинца ^{208}Pb 158 А·ГэВ с ядрами фотоэмульсии Em для событий различных типов.

Как видно из рисунка 1 среднее значение псевдобыстротных распределений вторичных частиц из области взаимодействия в событиях каскадно-испарительного типа (со значениями показателя Херста $h \leq 0.64$) и во взаимодействиях $\text{Pb} + \text{Em}$ и во взаимодействиях $\text{Au} + \text{Em}$ имеет гауссоподобное распределение.

При этом для событий взрывного типа наблюдается существенное отличие. В $\text{Au} + \text{Em}$ взаимодействиях распределение по $\langle \eta \rangle$ имеет практически два равнозначных «горба». Наряду

с пиком в области $\langle \eta \rangle \sim 2.3$ наблюдается равнозначный пик в области $\langle \eta \rangle \sim 2.7$. В результате наложения событий этих двух типов распределений вторичных частиц, «горб» в области больших значений $\langle \eta \rangle$ приводит к искажению суммарного гауссоподобного распределения. Во взаимодействиях $\text{Pb} + \text{Em}$ наблюдается «горб» при малых значениях $\langle \eta \rangle$ существенно больше «горбика» при больших $\langle \eta \rangle$.

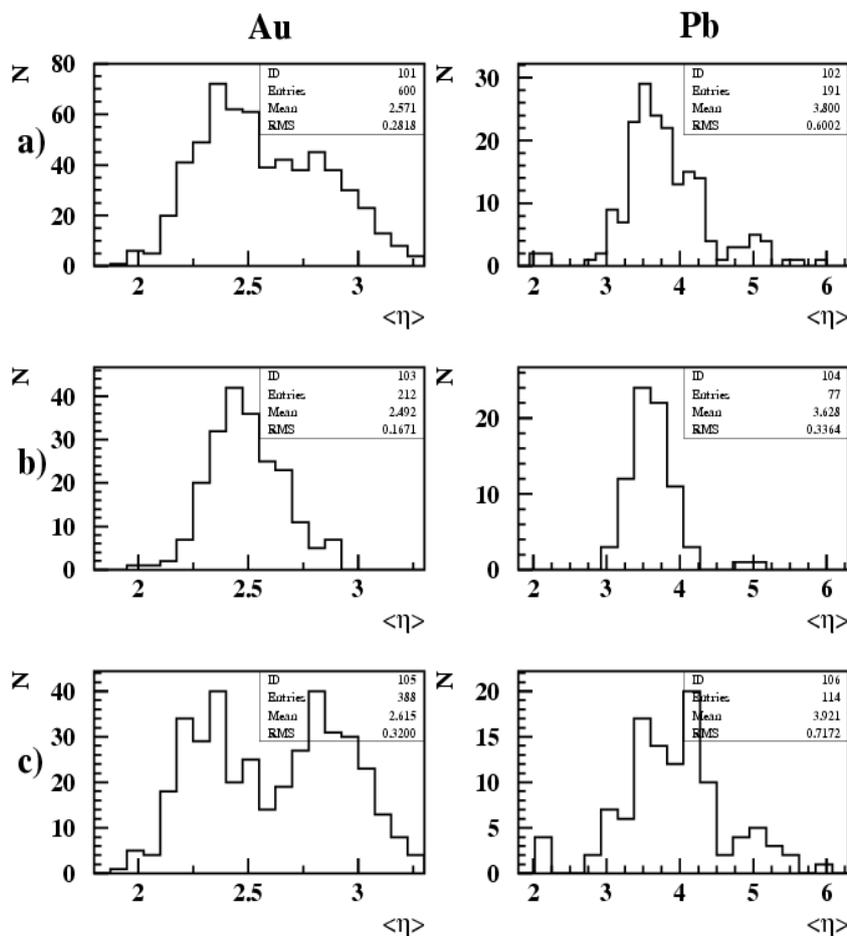
Для понимания механизма образования конечных состояний вторичных частиц были проанализированы фрагментационные параметры взаимодействий.

Достаточно чувствительной характеристикой, которая связывает особенности фрагментации с особенностями псевдобыстротных распределений вторичных частиц, является распределение многозарядных фрагментов ядра мишени. В данном случае выделяется три основных типа фрагментации.

Первый тип соответствует фрагментации с одним многозарядным фрагментом $N_{z\beta} = 1$. Чаще всего такие взаимодействия являются событиями каскадно-испарительного типа и характеризуются слабыми многочастичными корреляциями в псевдобыстротном распределении вторичных частиц (с примерно постоянным значением показателя Херста в интервале 0.5-0.64 на различных псевдобыстротных интервалах).

Второй тип соответствует процессам взрывного типа, протекающих с разрушением ядра снаряда на несколько многозарядных фрагментов $N_{z\beta} \geq 2$. Большинство таких событий характеризуются сильными многочастичными корреляциями в псевдобыстротном распределении вторичных частиц с существенным изломом кривой Херста в псевдобыстротном интервале $d\eta > 1$.

Третий тип соответствует полному разрушению ядра снаряда, т.е. состоянию с полным отсутствием многозарядных фрагментов $N_{z\beta} = 0$. Динамика таких процессов, в котором полностью разрушается огромное ядро золота или свинца, налетая на существенно меньшее ядро фотоэмульсии, также как и исследования процессов второго типа, привлекает к себе наибольшее внимание экспериментаторов и теоретиков прежде всего с точки зрения поиска и исследования кварк-глюонной плазмы и смешанной фазы ядерной материи.



а) – суммарное распределение для всех событий;
 б) – события с показателем Херста $h \leq 0.64$;
 с) – события с показателем Херста $h > 0.64$.

Рисунок 3 – Распределение среднего значения псевдобыстротного распределения $\langle \eta \rangle$ в индивидуальных событиях взаимодействия ядер золота ^{197}Au с энергией 10.7 А·ГэВ и ядер свинца ^{208}Pb с энергией 158 А·ГэВ с ядрами фотоэмульсии для событий взрывного ($h > 0.64$) и каскадно-испарительного ($h \leq 0.64$) типов.

В таблице 1 представлен сравнительный анализ соотношения событий взрывного типа во взаимодействиях тяжелых ядер, примерно

одинаковой массы и заряда (свинца и золота), но существенно отличающихся по энергии (10.7 ГэВ и 158 ГэВ).

Таблица 1 – Абсолютное и относительное число событий с различными типами фрагментации ядра-мишени для взаимодействий ядер золота при энергии 10.7 АГэВ и ядер свинца с энергией 158 АГэВ с ядрами фотоэмульсии

	Au		Pb	
$N_{f3} = 0$	89 событий	8.1 %	32 событий	8.9 %
$N_{f3} = 1$	406 событий	36.9 %	189 событий	52.8 %
$N_{f3} \geq 2$	605 событий	55 %	137 событий	38.3 %
Всего событий	1100		358	

Анализ результатов, представленных в таблице, позволяет сделать вывод о существенном различии развитии динамики множественного процесса при изменении энергии взаимодействия ядер. При этом, данные результаты являются довольно неожиданными и в этой связи очень интересными.

Исходя из логических предположений, увеличение энергии взаимодействия ядер должно приводить к увеличению событий взрывного типа.

Однако относительное число событий полного разрушения ядра мишени практически не изменилось при увеличении энергии более, чем на порядок (8.1 % событий во взаимодействиях $Au+Em$ 10.7 АГэВ и 8.9 % во взаимодействиях $Pb+Em$ 158 АГэВ). Более того, существенно уменьшилось число событий с $N_{f3} \geq 2$ (55 % событий во взаимодействиях $Au+Em$ 10.7 АГэВ и только 38.3 % во взаимодействиях $Pb+Em$ 158 АГэВ).

На рисунке 2 представлены нормированные по множественности распределения s -частиц для различных типов процессов взаимодействия ядер в $Au+Em$ 10.7 АГэВ.

Уже при анализе полного распределения (рисунок 2 левый верхний) обнаруживаются два

характерных пика в области $n_s \sim 80$ и $n_s \sim 260$. События с одним фрагментом ядра снаряда характеризуют процессы каскадно-испарительного типа. Проявление двухпикового распределения в данных событиях $Au+Em$ не обнаружено (рисунок 2 левый нижний).

Наибольший вклад в области $n_s \sim 260$ дают события взрывного типа, в которых отсутствуют многозарядные фрагменты ядра снаряда (рисунок 2 правый верхний).

Наибольший вклад в области $n_s \sim 80$ дают события, в которых наблюдается два и более фрагментов ядра снаряда (рисунок 2 правый нижний).

При этом наиболее вероятно, что процесс взаимодействия носит бифуркационный характер, так как пики в представленном распределении носят ярко выраженное очертание со слабо перекрывающейся областью расположения. При определенных значениях критических параметров процесс развивается либо по сценарию развала налетающего ядра Au на большое количество многозарядных фрагментов, либо по сценарию полного разрушения (с полным отсутствием многозарядных фрагментов) огромного (по сравнению с ядрами фотоэмульсии) ядра золота.

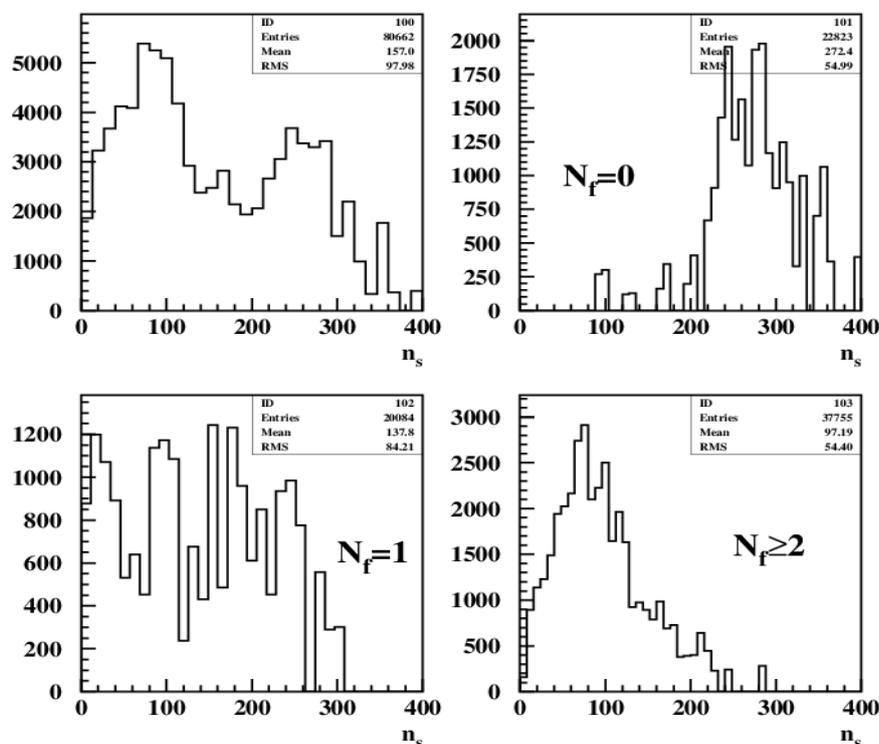


Рисунок 2 – n_s -распределение, нормированное на множественность события, в зависимости от числа многозарядных фрагментов во взаимодействиях $Au+Em$ 10.7 АГэВ

Необходимо отметить, что относительный вклад событий взрывного типа, протекающих с рождением нескольких многозарядных фрагментов ядра снаряда, во взаимодействиях золота с ядрами фотоэмульсии существенно превосходит относительный вклад таких событий во взаимодействиях свинца с ядрами фотоэмульсии.

При этом, по массе и заряду ядра свинца близки к ядрам золота. Ядра золота состоят из 79 протонов и 118 нейтронов, а ядра свинца из 82 протонов и 125 нейтронов. Такое количество нуклонов значительно превосходит количество нуклонов в ядрах мишени, максимальное их которых – ядро серебра – имеет 47 протонов и 61 нейтрон. Таким образом, можно предположить, что определяющим фактором, приводящим к существенному различию в наблюдаемых особенностях фрагментации и в проявлениях многочастичных корреляций в псевдобыстротных распределениях вторичных частиц, является именно существенное различие в энергетических характеристиках первичных ядер. Энергия взаимодействия ядра свинца с ядрами фотоэмульсии, которая составляет 158 ГэВ на нуклон, более чем на порядок превосходит энергию ядра золота, которая составляет 10.7 ГэВ на нуклон.

Заключение

Суммируя представленный сравнительный анализ распределения вторичных частиц из области взаимодействия и фрагментов ядра мишени и ядра снаряда для двух типов псевдобыстротных распределений ливневых

частиц (каскадно-испарительных с показателем Херста $h \leq 0.64$ и взрывного типа с показателем Херста $h > 0.64$) были найдены следующие основные отличительные особенности.

Распределение по $\langle \eta \rangle$ для событий с показателем Херста $h \leq 0.64$ представляет собой гауссоподобное распределение. В событиях с показателем Херста $h > 0.64$ распределение по $\langle \eta \rangle$ представляет собой довольно четкую двухгорбовую картину. При этом наблюдается довольно большое количество событий, в которых вторичные ливневые частицы вылетают под большими углами к оси взаимодействия (события с малыми значениями $\langle \eta \rangle$).

Ядра золота и ядра свинца имеют примерно одинаковую массу, но отличаются по энергии почти в 15 раз. Однако относительное число событий взрывного типа практически не изменилось при увеличении энергии более, чем на порядок. Во взаимодействиях $Au+Em$ 10.7 АГЭВ наблюдается 64.7% событий взрывного типа. При этом 8.1% событий полного разрушения, в которых отсутствуют фрагменты ядра мишени. А во взаимодействиях $Pb+Em$ 158 АГЭВ – 59.7% событий взрывного типа и 8.9% событий полного разрушения. Более того, существенно отличается число событий с большими значениями $\langle \eta \rangle$. Во взаимодействиях $Au+Em$ 10.7 АГЭВ 35.6% событий являются событиями взрывного типа с большими значениями $\langle \eta \rangle$. В $Pb+Em$ 158 АГЭВ таких событий всего 8.4%.

Работа поддержана грантом МОН РК №BR05236730

Литература

- 1 Kim D.J. for the ALICE Collaboration News on collectivity in Pb-Pb collisions from the ALICE experiment // EPJ Web of Conf. – 2017. – Vol. 141. – P.01001
- 2 Esumi S. Collective flow measurements at RHIC energies // EPJ Web of Conf. – 2017. – Vol. 141. – P.05001.
- 3 Song H., Zhou Y., Gajdosova K. Collective flow and hydrodynamics in large and small systems at the LHC // Nucl. Sci. and Tech. – 2017. – Iss. 7, 28. – P.99.
- 4 Pasechnik R., Sumbera M. Phenomenological Review on Quark–Gluon Plasma: Concepts vs. Observations // Universe. – 2017. – Vol.3(1), Iss.7. – P.1-61.
- 5 S. Plumari, G. L. Guardo, F. Scardina, V. Greco Initial-state fluctuations from midperipheral to ultracentral collisions in an event-by-event transport approach // Phys. Rev. C. – 2015. – Vol.92, Iss.5. – P.054902
- 6 Collins J.C., Perry M.J. Superdense Matter: Neutrons or Asymptotically Free Quarks? // Phys. Rev. Lett. . – 1975. – Vol. 34. – P.1353.
- 7 Cabibbo N., Parisi G. Exponential hadronic spectrum and quark liberation // Phys. Lett. B. – 1975. – Vol. 59. – P.67–69.
- 8 Schmidt H.R. Schukraft J. The Physics of ultra relativistic heavy ion collisions // J.Phys. G – 1993. – Vol.19. – P.1705–1795.
- 9 Heinz U.W., Jacob M. Evidence for a New State of Matter: An Assessment of the Results from the CERN Lead Beam Program. – Theoretical Physics Division: Geneva, Switzerland, 2000.

- 10 Arsene I., Bearden I.G., Beavis D., Besliu C., Budick B., Bøggild H., Chasman C., Christensen C.H., Christiansen P., Cibor J. et al. Quark gluon plasma and color glass condensate at RHIC? The Perspective from the BRAHMS experiment // Nucl. Phys. A. – 2005. – Vol.757. – P.1–27.
- 11 Back B.B., Baker M.D., Ballintijn M., Barton D.S., Becker B., Betts R.R., Bickley A.A., Bindel R., Budzanowski A., Busza W. et al. The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC // Nucl. Phys. A. – 2005. – Vol.757. – P.28–101.
- 12 Adams J., Aggarwal M.M., Ahammed Z., Amonett J., Anderson B.D., Arkhipkin D., Averichev G.S., Badyal S.K., Bai Y., Balewski J. et al. Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: The STAR Collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions // Nucl. Phys. A. – 2005. – Vol.757. – P.102–183.
- 13 Adcox K., Adler S.S., Afanasiev S., Aidala C., Ajitanand N.N., Akiba Y., Al-Jamel A., Alexander J., Amirikas R., Aoki K. et al. Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX collaboration // Nucl. Phys. A. – 2005. – Vol.757. – P.184–283.
- 14 Shuryak E. Strongly coupled quark-gluon plasma in heavy ion collisions // Reviews of Mod. Phys. – 2017. – Vol. 89. – P.035001.
- 15 Nouicer R. New state of nuclear matter: Nearly perfect fluid of quarks and gluons in heavy-ion collisions at RHIC energies // Eur.Phys.J Plus. – 2016. – Iss.3, 131. – P.70.
- 16 Braun-Munzinger P., Koch V., Schäfer T., Stachel J. Properties of hot and dense matter from relativistic heavy ion collisions // Phys. Reports. – 2016. – Vol. 621. – P.76-126.
- 17 Mohapatra S. Experimental overview on flow observables in heavy ion collisions // Nucl.Phys. A. – 2016. – Vol.956. – P.59-66.
- 18 Ollitrault J.Y. Anisotropy as a signature of transverse collective flow // Phys. Rev. D. – 1992. – Vol.46. – P.229–245
- 19 Voloshin S., Zhang Y. Flow study in relativistic nuclear collisions by Fourier expansion of azimuthal particle distributions // Z. Phys. C. – 1996. – Vol.70. – P.665–672.
- 20 Snellings R. Elliptic flow: a brief review // New J. Phys. – 2011. – Vol.13. – P.055008.
- 21 Heinz U., Snellings R. Collective flow and viscosity in relativistic heavy-ion collisions // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. – 2013. – Vol.63. – P.123–151.
- 22 Bhattacharyya S., Haiduc M. et. al. Multiplicity distribution of shower particles in nucleus-nucleus collisions at 4.1-4.5 A GeV/c // Eur. Phys. J. Plus – 2017. – Vol. 132(5). – P. 229.
- 23 Rasool M.H., Ahmad S. Some observations on Levy stability and intermittency in nucleus-nucleus interactions at SPS energies // Chin. J. Phys. – 2017. – Vol. 55(2). – P.260-267.
- 24 Tatsuhiro Naka T. Direction Sensitive Direct Dark Matter Search with Super-High Resolution Nuclear Emulsions // Radiation Measurements. – 2016. – Vol. 95. – P. 31-36.
- 25 Bhattacharyya S., Haiduc M. et. al. Centrality dependence of total disintegration of target nuclei in high energy nucleus-nucleus interactions // Can. J. Phys. – 2016. – Vol. 94(9). – P.884-893.
- 26 Zhang Z., Ma T.L. Forward-Backward Emission of Target Evaporated Fragments at High Energy Nucleus-Nucleus Collisions // Physics Procedia. – 2015. – Vol. 80. – P. 50-53.
- 27 Zhang Z. et al. Forward-Backward Emission of Target Evaporated Fragments at High Energy Nucleus-Nucleus Collisions // Physics Procedia. – 2015. – Vol. 80. – P. 50-53.
- 28 Xu R., Zhang D.H. Two and three particle correlations in target fragmentation at relativistic nucleus-nucleus collisions // Chin. J. Phys. – 2016. – Vol. 54(5). – P. 724-733.
- 29 Shaulov S.B., Saduyev N.O., Beznosko D., et al. Method for determining angles in x-ray emulsion chambers // Rec.Contr.Phys. – 2019. – Vol.2 (69). – P. 61-70.
- 30 Ahmad N. A Study of Multifractal Analysis in 16O-AgBr Collisions at 60A and 200A GeV // Journal of Modern Physics A – 2018. – Vol. 9. – P.1029-1036.
- 31 Asia T. et.al. Application of nuclear emulsions for the identification of multi-MeV protons in laser ion acceleration experiments // High Energy Density Physics – 2019. – Vol. 32. – P. 44-50.
- 32 Adamovich M.I. et al. Fragmentation and multifragmentation of 10.7 AGeV gold nuclei // Eur. Phys. J. – 1999. – Vol. A5. – P. 429-440.
- 33 Adamovich M.I. et al. Angular distributions of light projectile fragments in deep inelastic Pb + Em interactions at 158 A GeV // Eur. Phys. J. A. – 1999. – Vol. 6, N 4. – P. 421-425.
- 34 Lebedev I.A., Shaikhatdenov B.G. The use of Hurst method for rapidity correlations analysis // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. – 1997. – Vol. 23. – P. 637.

References

- 1 D.J Kim for the ALICE Collaboration News on collectivity in Pb-Pb collisions from the ALICE experiment, EPJ Web of Conf, 141, 01001 (2017).
- 2 S. Esumi, EPJ Web of Conf, 141, 05001 (2017).
- 3 H. Song, Y. Zhou and K. Gajdosova, Nucl. Sci. and Tech., Iss.7, 28:99 (2017).
- 4 R. Pasechnik and M. Sumbera, Universe, 3(1), 7, 1-61 (2017).
- 5 S. Plumari, G. L. Guardo, F. Scardina and V. Greco, Phys. Rev. C, 92 (5), 054902 (2015).
- 6 J.C. Collins and M.J. Perry, Phys. Rev. Lett., 1353, 34 (1975).
- 7 N. Cabibbo and G. Parisi, Phys. Lett. B 59, 67–69 (1975).
- 8 H.R. Schmidt and J. Schukraft, J.Phys. G, 19, 1705–1795 (1993).
- 9 U.W. Heinz and M. Jacob, Evidence for a New State of Matter: An Assessment of the Results from the CERN Lead Beam Program, (Theoretical Physics Division: Geneva, Switzerland, 2000).

- 10 I. Arsene, I.G. Bearden, D. Beavis, C. Besliu, B. Budick, H. Bøggild, C. Chasman, C.H. Christensen, P. Christiansen and J. Cibor et al, Nucl. Phys. A, 757, 1-27 (2005).
- 11 B.B. Back, M.D. Baker, M. Ballintijn, D.S. Barton, B. Becker, R.R. Betts, A.A. Bickley, R. Bindel, A. Budzanowski and W. Busza et al, Nucl. Phys. A, 757, 28–101 (2005).
- 12 J. Adams, M.M. Aggarwal, Z. Ahammed, J. Amonett, B.D. Anderson, D. Arkhipkin, G.S. Averichev, S.K. Badyal, Y. Bai and J. Balewski et al, Nucl. Phys. A, 757, 102–183 (2005).
- 13 K. Adcox, S.S. Adler, S. Afanasiev, C. Aidala, N.N. Ajitanand, Y. Akiba, A. Al-Jamel, J. Alexander, R. Amirkas and K. Aoki et al, Nucl. Phys. A, 757, 184–283 (2005).
- 14 E. Shuryak, Reviews of Mod. Phys., 89, 03500, (2017).
- 15 R. Nouicer, Eur.Phys. J Plus, 3, 131:70 (2016).
- 16 P. Braun-Munzinger, V. Koch, T. Schäfer and J. Stachel, Phys. Reports, 621, 76-126 (2016).
- 17 S. Mohapatra, Nucl.Phys. A 956, 59-66 (2016).
- 18 J.Y. Ollitrault, Phys. Rev. D 46, 229–245 (1992).
- 19 S. Voloshin and Y. Zhang, Z. Phys. C 70, 665–672 (1996).
- 20 R. Snellings, New J. Phys., 13, 055008 (2011).
- 21 U. Heinz and R. Snellings, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 63, 123–151 (2013).
- 22 T. K. Gaisser, T. Stanev and S. Tilav, Astro-ph.HE1303.3565, 1, 1-11 (2013).
- 23 S. Bhattacharyya and M. Haiduc et. al, Eur. Phys. J. Plus, 132(5), 229 (2017).
- 24 M.H. Rasool and S. Ahmad Chin, J. Phys., 55(2), 260-267 (2017).
- 25 T. Tatsuhiro Naka, Radiation Measurements, 95, 31-36 (2016).
- 26 S. Bhattacharyya and M. Haiduc et. al, Can. J. Phys., 94(9), 884-893 (2016).
- 27 Z. Zhang and T.L. Ma, Physics Procedia, 80, 50-53 (2015).
- 28 Z. Zhang et al, Physics Procedia, 80, 50-53 (2015).
- 29 R. Xu and D.H. Zhang Chin, J. Phys, 54(5), 724-733 (2016).
- 30 S.B. Shaulov et al, Rec.Contr.Phys, 2(69), 61-70 (2019).
- 31 N. Ahmad, Journal of Modern Physics, A 9, 1029-1036 (2018).
- 32 T. Asia et al, High Energy Density Physics, 32, 44-50 (2019).
- 33 M.I. Adamovich et al, Eur. Phys., J., 5, 429-440 (1999).
- 34 M.I. Adamovich et al, Eur. Phys., J., 6, 421-425 (1999).
- 35 I.A. Lebedev and B.G. Shaikhatdenov, J.Phys. Nucl.Part.Phys., 23, 637, (1997).

**В.В. Дьячков^{ID}, Я.В. Сидоров, А.В. Юшков^{ID},
Ю.А. Зарипова^{ID}, К.С. Дюсебаева^{ID}**

Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа,
Казахский национальный университет имени аль-Фараби,
Казахстан, г. Алматы, e-mail: slava_kpss@mail.ru

МОДУЛЯЦИЯ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ РАССЕЯННЫХ ИОНОВ ^{12}C НА ЯДРАХ ^{16}O И КЛАСТЕРНЫХ ЕГО ПОДСТРУКТУРАХ

Аннотация. В данной работе авторами рассмотрен вопрос об экспериментальном изучении кластерной структуры ^{16}O методом разложения экспериментальных угловых распределений дифференциальных сечений на кластерные дифракционные моды в упругом рассеянии заряженных частиц на кластерных ядрах. Описаны экспериментальные данные по реакции упругого рассеяния $^{16}\text{O}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C})^{16}\text{O}$, взятые из международной базы данных EXFOR (M.P. Nicoli, F. Haas, R.M. Freeman, S. Szilner, Z. Basrak, A. Morsad, G.R. Satchler, M.E. Brandan. Universe-tyofHassanII), для энергий налетающих частиц 62 МэВ, 75 МэВ, 80 МэВ, 94,8 МэВ, 100 МэВ, 115,9 МэВ, 124 МэВ. Получены результаты разложения экспериментальных угловых распределений дифференциальных сечений на кластерные дифракционные моды упругого рассеяния ионов ^{12}C на ядрах ^{16}O , а также с помощью классической волновой оптики рассчитаны углы, в которых должны проявляться соответствующие кластерные структуры. Определены пики амплитуд рассеяния на различных кластерах в зависимости от энергии налетающих частиц. В углах, соответствующих пикам оптического рассеяния на альфа-кластерах при энергиях 62 МэВ, 75 МэВ, 80 МэВ, 94,8 МэВ, 100 МэВ, 115,9 МэВ, выявлены удовлетворительные совпадения экспериментальных данных с теоретическими кривыми. Определены размеры ядрамишени и кластерных подструктур. В результате подгонок получено, что наилучшим образом экспериментальные данные дифференциальных сечений угловых распределений упругого рассеяния ^{12}C на ^{16}O были описаны теоретическими кривыми в представлении об альфа-кластерной структуре ^{12}C и ^{16}O . Полученные аномально малые радиусы внутриядерных альфа-кластеров по отношению к классическому радиусу свободной альфа-частицы объясняются, скорее всего, тем, что альфа-кластеры находятся в связанном состоянии и окружены ядерной материей, что приводит к повышенной плотности материи. Помимо этого, возможно, уменьшение радиусов внутриядерных альфа-кластеров за счет так называемого EMC-эффекта.

Ключевые слова: упругое рассеяние заряженных частиц на легких ядрах, кластерные ядра, альфа-кластеры, дифракционное упругое рассеяние, аналогия с оптической дифракцией света на щели.

*V.V. Dyachkov, Ya.V. Sidorov, A.V. Yushkov,
Yu.A. Zaripova, K.S. Dyussebayeva

National open-type nanotechnology laboratory,
Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty,
e-mail: slava_kpss@mail.ru

Modulation of angular distribution of scattered ions ^{12}C on nuclei ^{16}O and cluster its substructures

Abstract. In this paper, the authors considered the question of the experimental study of the ^{16}O cluster structure by decomposing the experimental angular distributions of differential cross sections into cluster diffraction modes in elastic scattering of charged particles on cluster nuclei. Experimental data on the reaction of elastic scattering $^{16}\text{O}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C})^{16}\text{O}$, taken from the international database EXFOR (M.P. Nicoli, F. Haas, R.M. Freeman, S. Szilner, Z. Basrak, A. Morsad, G.R. Satchler, M.E. Brandan. Universe-tyofHassanII), for incident particle energies of 62 MeV, 75 MeV, 80 MeV, 94.8 MeV, 100 MeV, 115.9 MeV, 124 MeV are described. The results of decomposition of experimental angular distributions of differential cross sections into cluster diffraction modes of elastic scattering of ^{12}C ions on ^{16}O nuclei, as well as using classical wave optics, calculated the angles in which the corresponding cluster structures

should appear. Peaks of scattering amplitudes on various clusters were determined depending on the energy of the incident particles. At the angles corresponding to the peaks of optical scattering on alpha clusters at energies of 62 MeV, 75 MeV, 80 MeV, 94.8 MeV, 100 MeV, 115.9 MeV satisfactory agreement of the experimental data with theoretical curves was revealed. The sizes of the target nucleus and cluster substructures are determined. As a result of the fittings, it was found that the best experimental data of the differential cross sections for the angular distributions of 12-C to 16-O elastic scattering were described by theoretical curves in the concept of the 12-C and 16-O alpha-cluster structure. The resulting abnormally small radii of intranuclear alpha clusters with respect to the classical radius of free alpha particles are most likely explained by the fact that alpha clusters are in a bound state and are surrounded by nuclear matter, which leads to an increased density of matter. In addition, it is possible that the radii of intranuclear alpha clusters are reduced due to the so-called EMC effect.

Key words: elastic scattering of charged particles on light nuclei; cluster nucleus; alpha clusters; diffraction elastic scattering; analogy with optical diffraction of light on a slit.

В.В. Дьячков, Я.В. Сидоров, А.В. Юшков,
Ю.А. Зарипова, К.С. Дүйсебаева

ҚазҰУ-дың ашық түрдегі ұлттық нанотехнологиялық зертханасы,
өл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.,
e-mail: slava_kpss@mail.ru

^{16}O ядроларында және оның кіші құрылымдарында ^{12}C шашыраңқы иондарының бұрыштық таралуының модуляциясы

Аңдатпа. Бұл жұмыста авторлар 16-О құрылымын кластерлік ядроларда зарядталған бөлшектердің серпімді шашырауында кластерлік дифракциялық, дифференциалдық кималардың эксперименталдық бұрыштық үлестірімдерін ыдырату әдісімен эксперименталдық зерттеу туралы мәселе қаралды. EXFOR (M.P. Nicoli, F. Haas, R.M. Freeman, S. Szilner, Z. Basrak, A. Morsad, G.R. Satchler, M.E. Brandan. University of Hassan II), халықаралық деректер қорынан алынған ^{16}O (^{12}C , ^{12}C) ^{16}O серпімді шашырау реакциясы бойынша эксперименттік деректер сипатталған ұшатын бөлшектердің энергиялары үшін 62 МэВ, 75 МэВ, 80 МэВ, 94,8 МэВ, 100 МэВ, 115,9 МэВ, 124 МэВ. 16-О ядроларында 12-С иондарының серпімді шашырауының кластерлік дифракциондық, дифференциалды кималардың эксперименталдық бұрыштық таралуының ыдырау нәтижелері алынды, сондай-ақ классикалық толқындық оптика көмегімен тиісті кластерлік құрылымдар көрініс табуы тиіс бұрыштар есептелген. 16-О ядроларында 12-С иондарының серпімді шашырауының кластерлік дифракциялық сәніне дифференциалды кималардың эксперименталдық бұрыштық таралуының ыдырау нәтижелері алынды, сондай-ақ классикалық толқындық оптика көмегімен тиісті кластерлік құрылымдар бұрыштары есептелген. Ұшатын бөлшектердің энергиясына байланысты әртүрлі кластерлерде шашырау амплитудасының шыңдары анықталды. 62 МэВ, 75 МэВ, 80 МэВ, 94,8 МэВ, 100 МэВ, 115,9 МэВ энергиялары кезіндегі альфа-кластерлерде оптикалық шашыраудың тиісті шыңдарына сәйкес бұрыштарында эксперименттік деректердің теориялық қисықтар мен қанағаттанарлық сәйкестігі анықталды. Нысананың ядросының және кластерлік кіші құрылымның өлшемдері анықталды. Қалыптардың нәтижесінде 16-О-ға 12-С серпімді шашыраудың бұрыштық үлестірулерінің дифференциалдық кималарының ең жақсы экспериментальды деректері 12-С және 16-О альфа-кластерлік құрылымы туралы көріністе теориялық қисықтармен сипатталғаны алынды. Еркін альфа-бөлшектің классикалық радиусына қатысты ядроішілік альфа-кластерлердің алынған, аномальды шағын радиустары альфа-кластерлер байланысты күйде және ядролық материалмен қоршалуымен түсіндіріледі, бұл материяның жоғарытығыздығына әкеледі. Бұдан басқа, EMC-әсері есебінен ядроішілік альфа-кластерлер радиустарының азаюы мүмкін.

Түйін сөздер: жеңіл ядроларда зарядталған бөлшектердің серпімді шашырауы, кластерлік ядролар, альфа-кластерлер, дифракциялы серпімді шашырауы, жарықтың оптикалық дифракциясы бараналогия.

Введение

В настоящее время в ядерной физике активно разрабатываются кластерные ядерные модели. Особенно большие успехи достигнуты в области легчайших ядер – ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ [1], мультикластерная структура которых теоретически строго обоснована. Исторически, фундамент для создания микроскопической теории кластерных систем был заложен работой Д.А. Уиллера [2]. В работах К. Вильдермута и Я. Тана модель Уиллера, метод резонирующих групп, была развита для описания широкого класса ядерных систем и процессов на них [3]. В конце 80-х и середине 90-х годов прошлого века продолжалось активное изучение кластерных аспектов структуры ядра [4, 5]. Для теоретического описания кластерных моделей необходимо применять, учитывать схему принципа Паули. Для этого существует два способа. В первом способе феноменологически вводится отталкивающийся Kern ядра в потенциал взаимодействия. Во втором способе потенциал строится на притягивающем ядерном взаимодействии кластерных структур ядра [6, 7], в котором из спектра составной, кластерной системы исключаются глубоко лежащие запрещенные состояния. В рамках этого способа недостаточно анализировать только экспериментальные данные упругого рассеяния, то изучаются другие неупругие процессы. В частности, в [8-10] изучается тормозное излучение в pp - и $n\alpha$ - столкновениях.

Так, например, легкие ядра, вплоть до 40-Са и особенно 4n-ядра сильно кластеризованы, что сказывается на проявлении различных кластерных эффектов при взаимодействии, в частности, с пучками ионов. Анализ таких ядер по-прежнему представляет большой интерес. Экспериментальное подтверждение кластерной ядерной структуры было выполнено в [11] и разработан кинематический метод, который позволяет выделять из возбужденных состояний спектра упругого рассеяния доминирующих типов кластерных конфигураций в сложном ядре [12, 13]. Другим из методов экспериментального определения кластерной структуры является разложение экспериментальных угловых распределений дифференциальных сечений на кластерные дифракционные моды в упругом рассеянии заряженных частиц на клас-

терных ядрах [14, 15]. В этом методе впервые был объяснен, неясный до тех пор, феномен существенного превышения сечений над Резерфордским при малых углах в дифференциальных сечениях упруго рассеянных заряженных частиц на ядрах. Это превышение оказалось фрагментом простой дифракционной картины с осцилляциями большого периода, чем осцилляции на ядре-матрице в целом. Этот большой период оказался первым дифракционным кольцом на внутриядерных пространственно обособленных α -кластерах. Такое объяснение является достоверным, так как существование α -частичной ядерной материи было всесторонне исследовано и, таким образом, доказано ранее [16] на базе иных экспериментальных данных.

В данной работе приводятся результаты разложения экспериментальных угловых распределений дифференциальных сечений на кластерные дифракционные моды упругого рассеяния ионов ${}^{12}\text{C}$ на ядрах ${}^{16}\text{O}$, а так же с помощью классической волновой оптики рассчитаны углы, в которых должны проявляться соответствующие кластерные структуры.

Экспериментальные процедуры и методология

Анализ угловых распределений упругого рассеяния был сделан на основе модели, в которой амплитуда дифракционного упругого рассеяния легких ядер, в рамках теории дифракционного рассеяния, описывается как суперпозиция волновых функций в приближении рассеяния на абсолютно черном ядре и на абсолютно черных его подструктурах. То есть, в предположении полного поглощения при взаимодействии налетающих ионов со сферами кластерной структуры и сферой ядра-мишени.

При пространственной дифференциации кластеров, разложение амплитуды осуществляется в ряд по функциям Бесселя первого порядка с соответствующими аргументами и феноменологическими коэффициентами

$$a_i = \frac{iR_i}{\theta}$$

при этих функциях, которые являются

результатом ряда модельных предположений, выдвинутых в теории дифракционного рассеяния на абсолютно черном ядре

$$\begin{aligned}
 A(\theta) &= \sum_{i=1}^n A_i(R_i, \theta) = \\
 &= \sum_{i=1}^n \frac{iR_i}{\theta} J_1(kR_i\theta) = \sum_{i=1}^n a_i J_1(kR_i\theta)
 \end{aligned} \quad (1)$$

где $A_i(R_i, \theta) = \frac{iR_i}{\theta} J_1(kR_i\theta) = a_i J_1(kR_i\theta)$ – амплитуда на i -й кластерной подструктуре ядра; n – количество кластерных структур в ядре.

Описание дифференциального сечения кластерной структуры атомных ядер в рамках борновского приближения было предложено Хельмом в 1956 году [17]. Роль кластерных конфигураций в атомных ядрах исследовалась Гридневым К.А. в 2002 году [18].

В работе [14] авторами было представлено ядро как система, состоящая из бинарной структуры. При $i=1$ рассеяние происходит на самом ядре, а при $i=2$ рассеяние происходит на альфа-кластере. Исходя из этих представлений, сечение рассеяния для описания дифракционного упругого рассеяния 4π легких ядер в рамках теории дифракционного рассеяния как суперпозиций волновых функций в приближении на абсолютно черном ядре и на абсолютно черных его подструктурах будет иметь следующий вид

$$\sigma(\theta) = |a_1 \cdot J_1(kR_1\theta) + a_2 \cdot J_1(kR_2\theta)|^2. \quad (2)$$

Также в [14] было установлено, что экспериментальное угловое распределение можно разложить на две дифракционных моды (с малым периодом осцилляций – рассеяние на ядре как целом и с большим периодом осцилляций – рассеяние на альфа-кластерных подструктурах ядра).

В предположении аналогии дифракции налетающих частиц на кластерах с оптической дифракцией света на щели (непрозрачном препятствии), были рассчитаны угловые распределения интенсивностей по классической формуле [19]

$$I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2[(\pi/\lambda) b \sin \varphi]}{[(\pi/\lambda) \sin \varphi]^2}, \quad (3)$$

где, в нашем случае, λ – длина волны де Бройля налетающей частицы, b – ширина щели, которая в данной работе имеет размер кластера.

На рисунке 1 представлена интенсивность рассеяния пучка заряженных ионов на кластере с характерным размером b , которая имеет осцилляции (пики первого и второго порядка) при соответствующих углах.

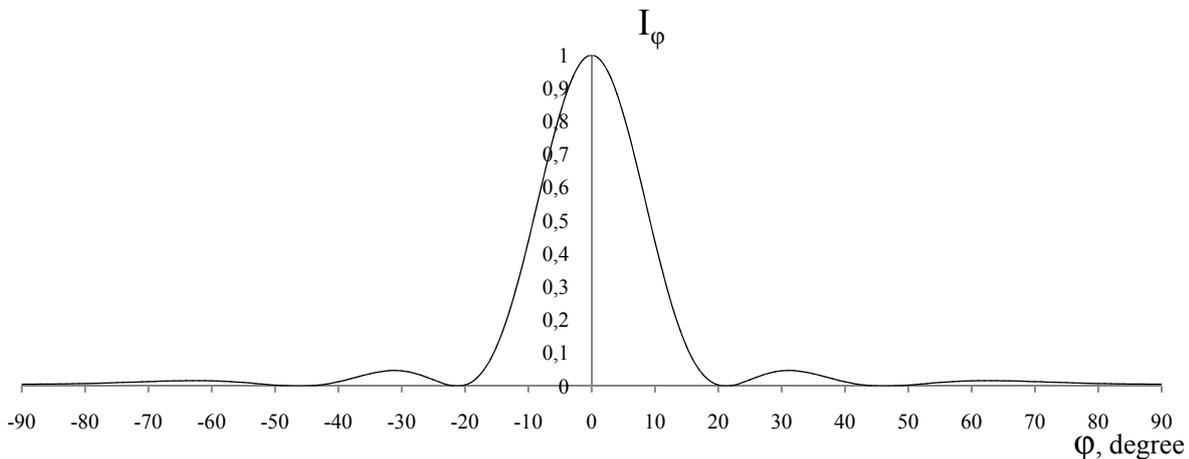


Рисунок 1 – Угловое распределение интенсивности рассеяния пучка заряженных ионов на кластере

Поиск оптимальных параметров теории к экспериментальным данным производился по критерию Пирсона путем минимизации величины χ^2

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[\frac{(\sigma_i)_T - (\sigma_i)_E}{\Delta(\sigma_i)_E} \right]^2, \quad (4)$$

где $(\sigma_i)T$ и $(\sigma_i)E$ – рассчитанные и экспериментальные величины дифференциальных сечений для данного угла θ , N – число измеренных точек.

Анализ экспериментальных данных

В результате подгонок модели (2) из [14] на рисунках 2-8 представлены теоретические зависимости угловых распределений упругого

рассеяния 12-С на 16-О из которых видно, с учетом небольших замечаний, удовлетворительное согласие с экспериментальными данными. На этих графиках теоретические расчеты были выполнены для случая, когда рассеяние пучка тяжелых ионов происходит на самом ядре-мишени как целом и на альфа-кластере. В представленной работе с помощью классической волновой оптики (3) рассчитаны углы, в которых должны проявляться соответствующие кластерные структуры.

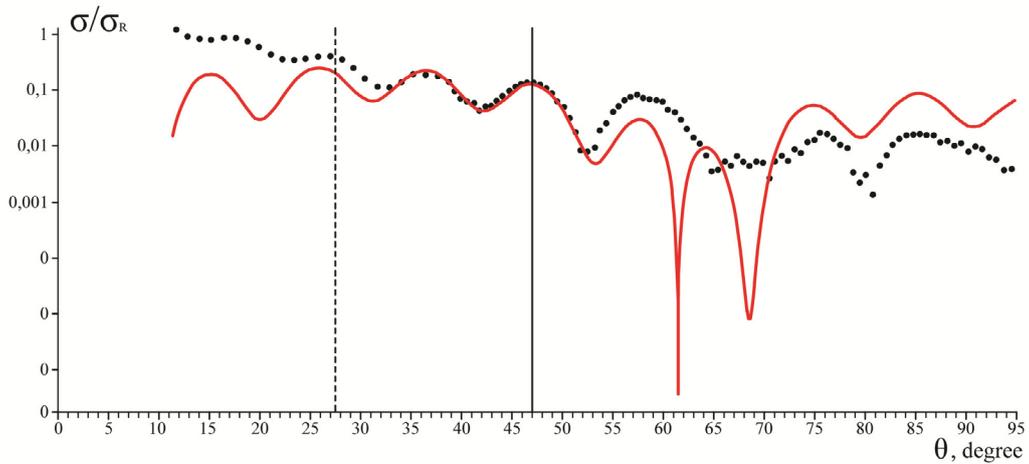


Рисунок 2 – Результаты разложения амплитуды упругого дифракционного рассеяния 12-С на 16-О с энергией E=62 МэВ, точки – экспериментальные данные; сплошная кривая – расчет (2). Штрихпунктирная и сплошная прямые соответствуют пику первого порядка на ядре как целом и на альфа кластере (3)

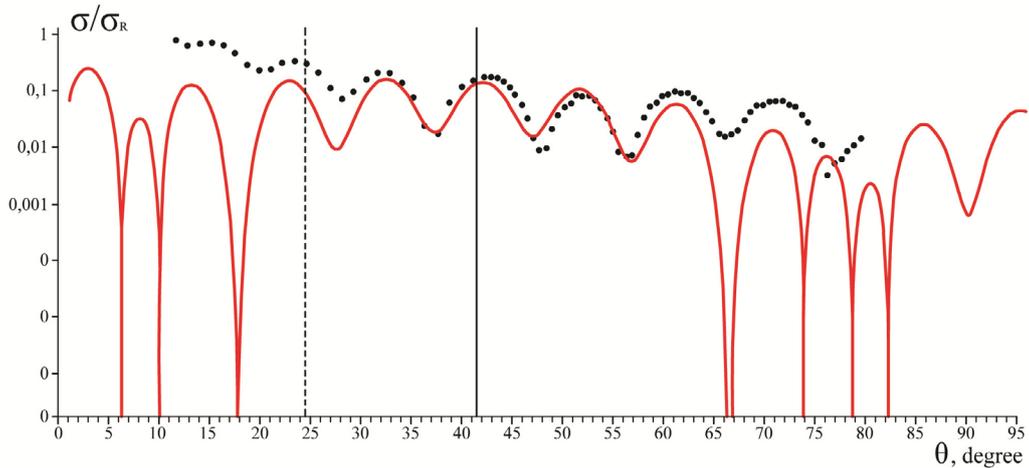


Рисунок 3 – Результаты разложения амплитуды упругого дифракционного рассеяния 12-С на 16-О с энергией E=75 МэВ, точки – экспериментальные данные; сплошная кривая – расчет (2). Штрихпунктирная и сплошная прямые соответствуют пику первого порядка на ядре как целом и на альфа кластере (3)

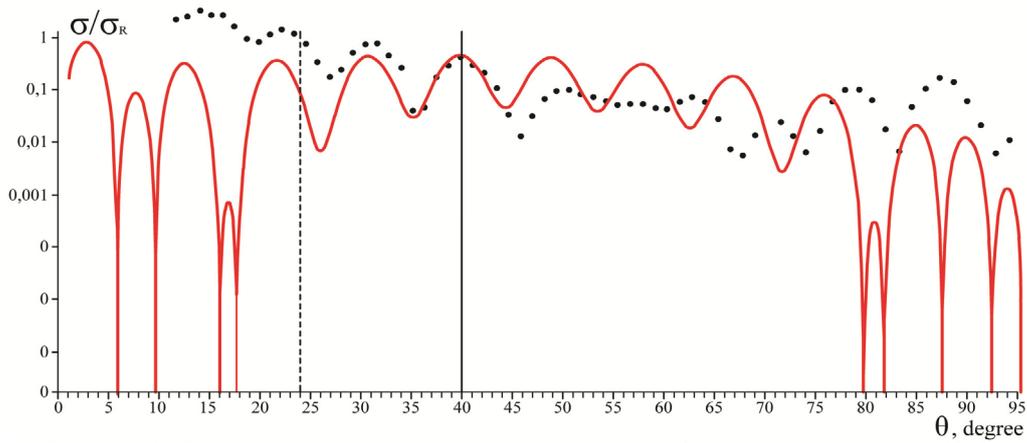


Рисунок 4 – Результаты разложения амплитуды упругого дифракционного рассеяния ^{12}C на ^{16}O с энергией $E=80$ МэВ, точки – экспериментальные данные; сплошная кривая – расчет (2). Штрихпунктирная и сплошная прямые соответствуют пику первого порядка на ядре как целом и на альфа кластере (3)

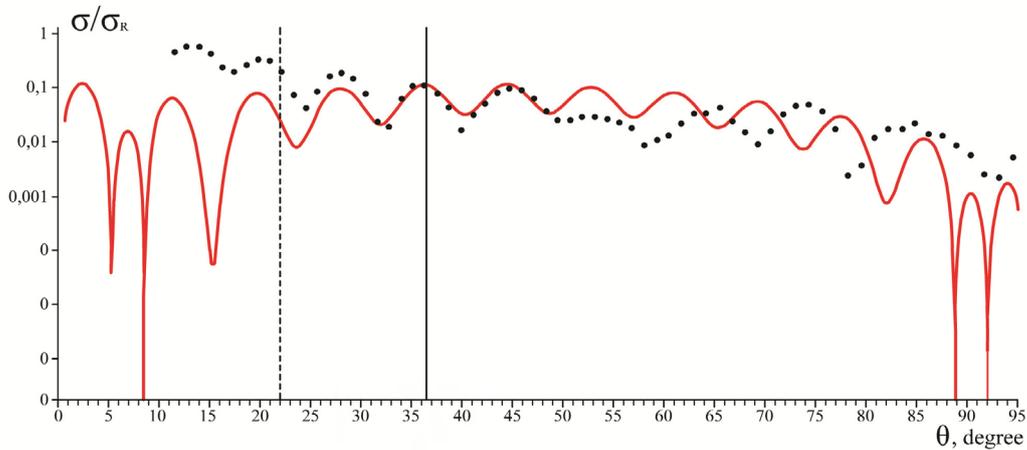


Рисунок 5 – Результаты разложения амплитуды упругого дифракционного рассеяния ^{12}C на ^{16}O с энергией $E=94,8$ МэВ, точки – экспериментальные данные; сплошная кривая – расчет (2). Штрихпунктирная и сплошная прямые соответствуют пику первого порядка на ядре как целом и на альфа кластере (3)

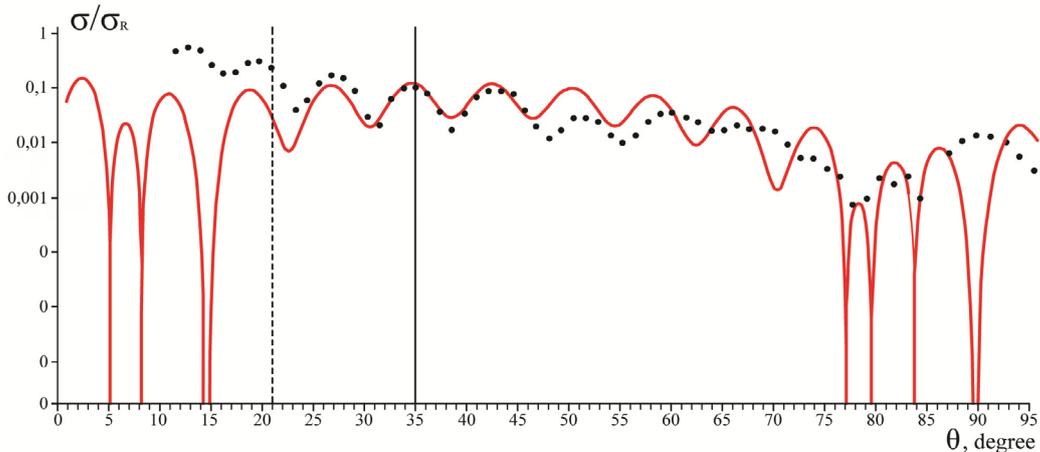


Рисунок 6 – Результаты разложения амплитуды упругого дифракционного рассеяния ^{12}C на ^{16}O с энергией $E=100$ МэВ, точки – экспериментальные данные; сплошная кривая – расчет (2). Штрихпунктирная и сплошная прямые соответствуют пику первого порядка на ядре как целом и на альфа кластере (3)

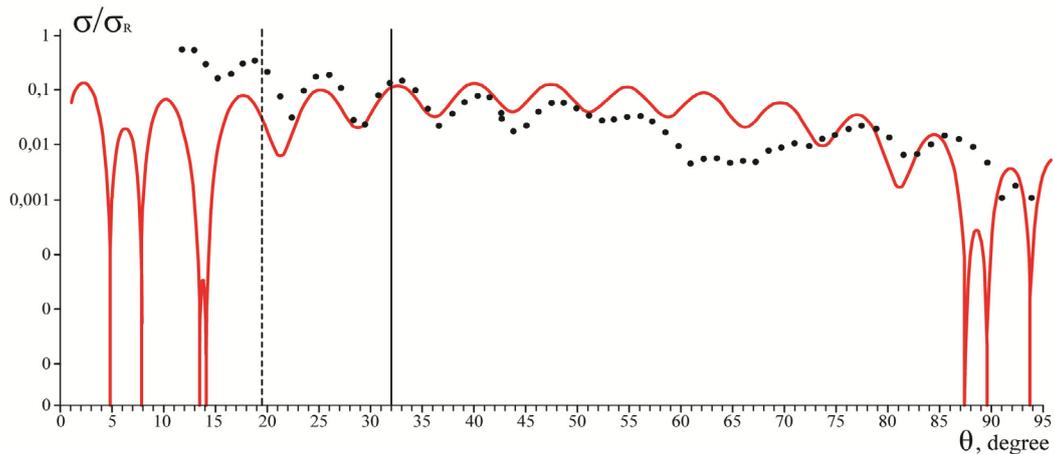


Рисунок 7 – Результаты разложения амплитуды упругого дифракционного рассеяния 12-С на 16-О с энергией $E=115,9$ МэВ, точки – экспериментальные данные; сплошная кривая – расчет (2). трихпунктирная и сплошная прямые соответствуют пику первого порядка на ядре как целом и на альфа кластере (3)

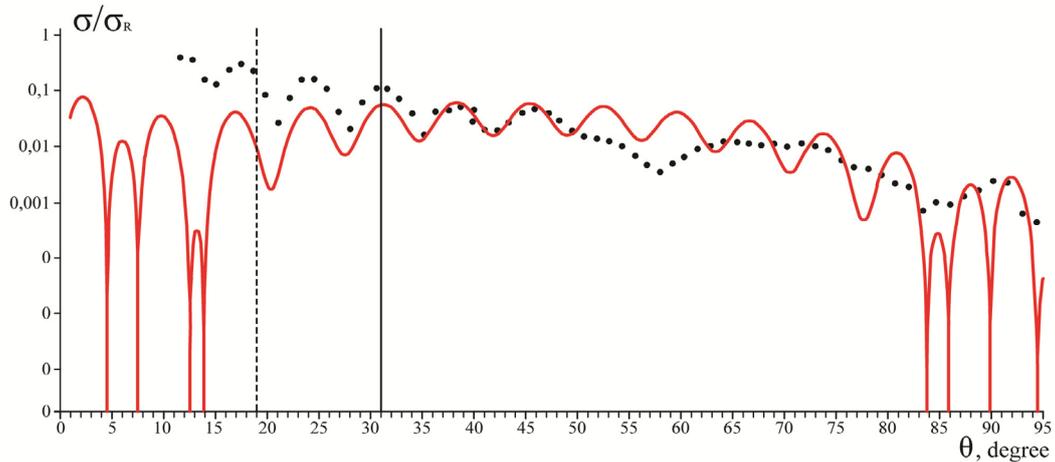


Рисунок 8 – Результаты разложения амплитуды упругого дифракционного рассеяния 12-С на 16-О с энергией $E=124$ МэВ, точки – экспериментальные данные; сплошная кривая – расчет (2). Штрихпунктирная и сплошная прямые соответствуют пику первого порядка на ядре как целом и на альфа кластере (3)

Из рис. 2-7 видно, что в области рассчитанных углов по (3) в угловых распределениях наблюдается наилучшее согласие подгонок теории (2) к эксперименту. Это показывает, что выполненные расчеты по законам классической волновой оптики удовлетворительно работают в области ядерного упругого рассеяния частиц. На рис. 8 наблюдается несовпадение теоретических распределений и экспериментальных данных в области интерференционного пика первого порядка на самом ядре и на альфа-кластере. Это связано, скорее всего, с сильным влиянием кулоновского взаимодействия, которое не учитывается в классической волновой оптике.

В таблице 1 представлены результаты расчетов радиусов ядра-мишени, альфа-кластера и весовые коэффициенты при соответствующих амплитудах рассеяния. Помимо этого в таблице вычислены классические радиусы 16-О и альфа-частицы. Видно, что радиусы ядра-мишени превышают классический радиус. Это связано с тем, что радиус, полученный из (2), является радиусом взаимодействия, в котором необходимо учитывать радиус налетающих ионов 12-С. Малость радиуса альфа-кластера, вычисленного по (2), по отношению к классическому радиусу свободной альфа-частицы, видимо, объясняется тем, что альфа-кластер находится в связанном состоянии в окружении ядерной м-

атерии. Возможно, второй причиной уменьшения радиусов внутриядерных альфа-кластеров объясняется проявлением так называемого ЕМС-эффекта [20].

Результаты радиусов ядра-мишени и внутриядерного альфа-кластера представлены на

рисунках 9-10. В таблице 2 представлены результаты расчета положений интерференционных пиков первого и второго порядков для различных нуклонных ассоциаций (кластеров) при разных энергиях налетающих ионов ^{12}C .

Таблица 1 – Таблица параметров разложения амплитуд рассеяния на кластерных подструктурах

Энергия МэВ	R_1	R_2	R_1 Классич.	R_2 Классич.	a_1	a_2	a_1/a_2
62	3,82	0,4	3,28	2,06	0,4	0,4	1,00
75	3,9	0,3	3,28	2,06	0,6	0,2	3,00
80	4	0,25	3,28	2,06	0,6	0,2	3,00
94,8	4,04	0,22	3,28	2,06	0,3	0,2	1,50
100	4,1	0,24	3,28	2,06	0,4	0,2	2,00
115,9	4,1	0,2	3,28	2,06	0,3	0,2	1,50
124	4,1	0,2	3,28	2,06	0,2	0,1	2,00

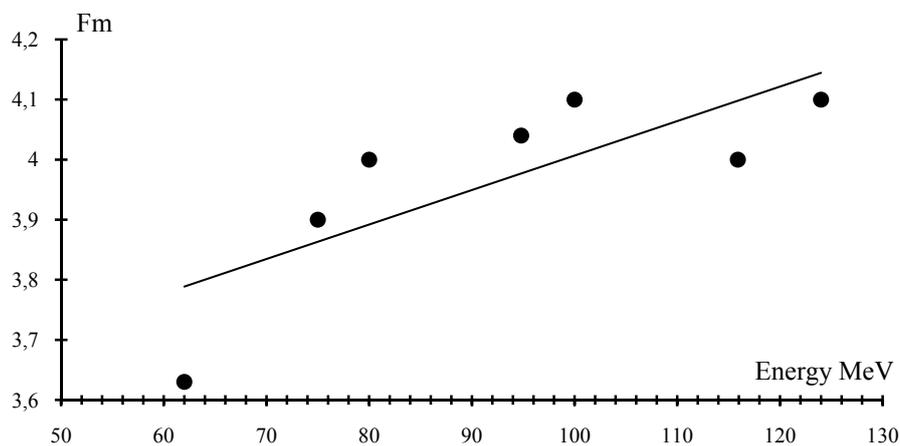


Рисунок 9 – Зависимость радиуса ядра-мишени ^{16}O , полученного из (2), от энергии налетающих ионов

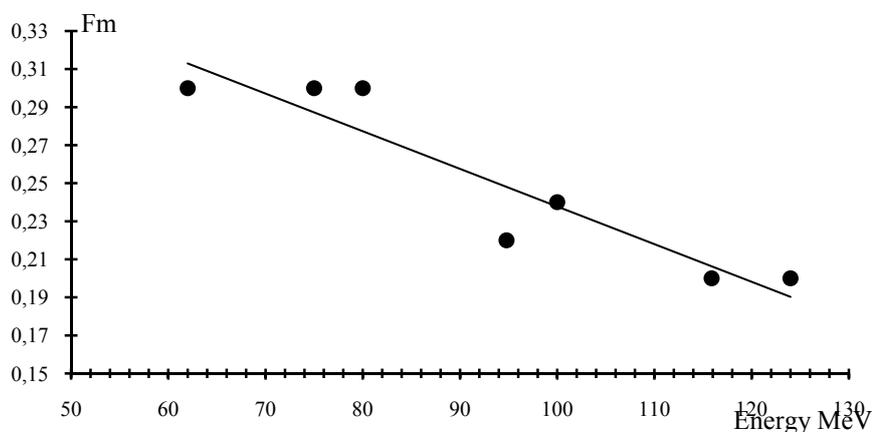


Рисунок 10 – Зависимость радиуса внутриядерного альфа-кластера, полученного из (2), от энергии налетающих ионов

Таблица 2 – Таблица углов, при которых наблюдаются максимумы амплитуд рассеяния по (3) на кластерах в зависимости от различных энергий

Энергия МэВ	Положение интерференционного пика 1 порядка (градусы)						Положение интерференционного пика 2 порядка (градусы)						Положение интерференционного пика 3 порядка (градусы)								
	Кластеры						Кластеры						Кластеры								
	О	N	С	В	Be	Li	He	О	N	С	В	Be	Li	He	О	N	С	В	Be	Li	He
62	27,5	29	30,5	31,5	34	40	47	52,5	56	61	64	73	90	-	-	-	-	-	-	-	-
75	24,5	26	27,5	28,5	30,5	35,5	41,5	46	49	53	55	61	85	-	85	-	-	-	-	-	-
80	24	25	26,5	27,5	29,5	34	40	44	47	50,5	53,5	58	75	90	76	90	-	-	-	-	-
94,8	22	23	24	25	27	31	36,5	40	42	45	46,5	51,5	62,5	85	64,5	70	79	-	-	-	-
100	21	22	23	24	26	30	35	38,5	41	43	44,5	49	59,5	78	61,5	67,5	74	83	-	-	-
115,9	19,5	20,5	21,5	22,5	24	28	32	35	37	39,5	41	45,5	53,5	66	55	59	68	79	80	-	-
124	19	20	21	21,5	23	27	31	34	36	38	39,5	43	51	62	52	56	60,5	63	72	90	-

Заключение

Таким образом, в данной работе было получено следующее. Получены результаты разложения экспериментальных угловых распределений дифференциальных сечений на кластерные дифракционные моды упругого рассеяния ионов 12-С на ядрах 16-О, а так же с помощью классической волновой оптики рассчитаны углы, в которых должны проявляться соответствующие кластерные структуры. Определены пики амплитуд рассеяния на различных кластерах в зависимости от энергии налетающих частиц. В углах соответствующих пикам оптического рассеяния на альфа кластерах при энергиях 62 МэВ, 75 МэВ, 80 МэВ, 94,8 МэВ, 100 МэВ, 115,9 МэВ выявлены удовлетворительные совпадения экспериментальных данных

с теоретическими кривыми. Определены размеры ядра-мишени и кластерных подструктур. В результате подгонок получено, что наилучшим образом экспериментальные данные дифференциальных сечений угловых распределений упругого рассеяния 12-С на 16-О были описаны теоретическим кривыми в представлении об альфа-кластерной структуре 12-С и 16-О.

Полученные, аномально малые радиусы внутриядерных альфа-кластеров по отношению к классическому радиусу свободной альфа-частицы, объясняются, скорее всего, тем, что альфа-кластеры находятся в связанном состоянии и окружены ядерной материей, что приводит к повышенной плотности материи. Помимо этого, возможно, уменьшение радиусов внутриядерных альфа-кластеров за счет так называемого EMC-эффекта.

Литература

- 1 Ибраева Е.Т., Жусупов М.А., Имамбеков О., Сахиев С.К. Исследование структуры легких нестабильных ядер и механизм упругого протонного рассеяния // ЭЧАЯ.– 2011.– Т.42.– Вып. 6.– С. 1600-1691.
- 2 Wheeler J.A. On the Mathematical Description of Light Nuclei by the Method of Resonating Group Structure // Phys. Rev. – 1937. – Vol.52. – P.1107-1122.
- 3 Вильдермут К., Тан Я., Единая теория ядра. – М.:Мир, 1980. – 502с.
- 4 VargaK., Suzuki Y., Precise solution of few body problems with stochastic variational method on correlated gaussian basis// Phys. Rev. – 1995. – Vol.C52. – P.2885-2905.
- 5 Kanada H., Kaneko T., Tang Y.C. Multi-configuration resonating-group study of the five-nucleon system // Nucl. Phys. – 1989. – Vol. A504. – P.529-548.
- 6 Neudatchin V.G., Kukulin V.I., Korotkikh V.L., Korennoy V.P. A microscopically substantiated local optical potential for α – α scattering // Phys. Lett. – 1971. – Vol.B34. P.581-583.
- 7 Okai S., Park S.C. Cluster model calculation for phase shifts of α – α scattering // Phys. Rev. – 1966. – Vol.145. -P.787-793.
- 8 Неудачин В.Г., Хохлов Н.А., Широков А.М., Кныр В.А. Форма волновой функции нуклон-нуклонной системы на малых расстояниях и жесткое тормозное излучение $pp \rightarrow pp\gamma$ // ЯФ. – 1997. – Т.60. – С. – 1086-1095.
- 9 Khokhlov N.A., Кныр V.A., Neudatchin V.G., Широков A.M. Nucleon-nucleon short range wave function and hard bremsstrahlung $pp \rightarrow pp\gamma$ // Phys. Rev. – 2000. – Vol. – P. – 62.054003. 11pp.
- 10 Копытин И.В., Долгополов М.А., Хускивадзе А.А. Тормозное излучение при α – α – рассеянии и структура α -частичного потенциала // ЯФ. – 1998. – Т.61. – С.630-640.

- 11 Zaripova Yu.A., Dyachkov V.V., Yushkov A.V., Zholdybayev T.K., Gridnev D.K. Direct experimental detection of spatially localized clusters in nuclei on alpha-particle beams // *International Journal of Modern Physics E.* – 2018. – Vol. 27 (2). P. 18500171 – 18500176
- 12 Дьячков В.В., Зарипова Ю.А., Юшков А.В., Жолдыбаев Т.К., Керимкулов Ж. Кинематический метод выделения доминирующих типов кластерных конфигураций в сложном ядре // *Известия РАН. Серия физическая.* – 2017. – Т. 81, №10. – С. 1312 – 1317.
- 13 Дьячков В.В., Зарипова Ю.А., Юшков А.В. Измерения на пучках ускорителей кинематических треков как прямой метод определения мультикластерных внутриядерных амплитуд // *Вестник КазНУ. Серия физическая.* – 2015. – Т. 4, №55. – С. 80 – 84.
- 14 Гриднев К.А., Дьячков В.В., Юшков А.В. Определение статвеса волновых функций мультикластеров в легких ядрах в рамках параметризованного фазового анализа // *Известия РАН. Серия физическая.* – 2014. – Т. 78, №7. – С. 857-859.
- 15 Гриднев К.А., Дьячков В.В., Юшков А.В. Явление дифракционного подъема сечений в передней полусфере углов как эффект ядерной и кластерной интерференции // *Известия РАН. Серия физическая.* – 2015. – Т. 79, №7. – С. 950-951.
- 16 Айсина С.Я., Кутербек К.А., Павлова Н.Н., Юшков А.В. Экспериментальные основания существования альфа-частичной ядерной материи // *Известия АН. Серия физическая.* – 1989. – Т. 53, №1. – С. 37-47.
- 17 Helm R.H. Inelastic and elastic scattering of 187 MeV electrons from selected even-even nuclei // *Phys. Rev.* – 1956. – Vol. 104, №5. – P. 1466-1475.
- 18 Gridnev K.A., Kartamyshev M.P., Vaagen J.S., Lukyanov V.K., Anagnostatos G.S. The Role of Linear Alpha-Cluster Configuration for ^{12}C // *Int. J. Mod. Phys.* – 2002. – E11, 359
- 19 Савельев И.В. Курс общей физики. Т. III. – М.: Наука, 1967. – 416 с.
- 20 Higinbotham D., Miller G.A., Hen O., and Rith K., // *CERN Courier.* – April, 26, 2013

References

- 1 E.T. Ibraeva, M.A. Zhusupov, O. Imambekov, S.K. Sakhiev, *ECHAIA* 42(6), 1600-1691 (2011). (in Russ).
- 2 J.A. Wheeler, *Phys. Rev.* 52, 1107-1122 (1937).
- 3 K. Wildermuth, Y.C. Tan, *Edinayateoriyayadra*, (Moscow:Mir, 1980), 502p. (in Russ).
- 4 K. Varga, Y. Suzuki, *Phys. Rev.* C52,2885-2905 (1995).
- 5 H. Kanada, T. Kaneko, Y.C. Tang, *Nucl. Phys.* A504,529-548 (1989)
- 6 V.G. Neudatchin, V.I. Kukulkin, V.L. Korotkikh, V.P. Korennoy, *Phys. Lett.* B34,581-583 (1971)
- 7 S. Okai, S.C. Park, *Phys. Rev.* 145,787-793 (1966)
- 8 V.G. Neudachin, N.A. Khokhlov, A.M. Shirokov, V.A. Knyr, *YAF*, 60, 1086-1095 (1997) (in Russ).
- 9 N.A. Khokhlov, V.A. Knyr, V.G. Neudatchin, A.M. Shirokov, *Phys. Rev.* 62, 054003 (2000).
- 10 I.V. Kopytin, M.A. Dolgoplov, A.A. KHuskivadze, *YAF*, 61,630-640(1998).(in Russ).
- 11 Yu.A. Zaripova, V.V. Dyachkov, A.V. Yushkov, T.K. Zholdybayev, D.K. Gridnev, *International Journal of Modern Physics*, 27 (2), 18500171 – 185001716 (2018).
- 12 V.V. Diachkov, Yu.A. Zaripova, A.V. Iushkov, T.K. Zholdybaev, Zh. Kerimkulov, *Izvestiia RAN. Seriafizicheskaiia*, 81 (10), 1312 – 1317(2017)(in Russ).
- 13 Diachkov V.V., Zaripova Yu.A., Iushkov A.V., *VestnikKazNU. Seriafizicheskaiia*, 4 (55), 80-84 (2015). (in Russ).
- 14 K.A. Gridnev, V.V. Diachkov, A.V. Iushkov, *Izvestiia RAN. Seriafizicheskaiia*, 78 (7), 857-859 (2014) (in Russ).
- 15 K.A. Gridnev, V.V. Diachkov, A.V. Iushkov, *Izvestiia RAN. Seriafizicheskaiia*, 79 (7), 950-951 (2015) (in Russ).
- 16 S.Ia. Aisina, K.A. Kuterbekov, N.N. Pavlova, A.V. Ushkov, *Izvestiia AN.Seriafizicheskaiia*, 53 (1), 37-47 (1989).(in Russ).
- 17 R.H. Helm, *Phys. Rev.*, 104 (5), 1466-1475(1956).
- 18 K.A. Gridnev, M.P. Kartamyshev, J.S. Vaagen, V.K. Lukyanov, G.S. Anagnostatos, *Int. J. Mod. Phys.* E11, 359 (2002)
- 19 I.V. Savelev, *Kursobshcheifiziki*, vol. III (Moscow: Nauka), 416 (1967).(in Russ).
- 20 D. Higinbotham, G.A. Miller, O. Hen, and K. Rith, *CERN Courier*, April, 26 2013.

^{1,2}Д.Б. Бериков, ^{2,3}Г.С. Ахмадов, ²Ю.Н. Копач,
¹К.Ш. Жумадилов, ²В.Л. Кузнецов

¹Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилева, Казахстан, г. Нур-Султан

²Объединенный институт ядерных исследований, Россия, г. Дубна

³Национальный центр ядерных исследований, Азербайджан, г. Баку

e-mail: daniyar.berikov@gmail.com

ЦИФРОВОЕ НЕЙТРОН/ГАММА РАЗДЕЛЕНИЕ С ОРГАНИЧЕСКИМ СЦИНТИЛЛЯТОРОМ

Аннотация. В работе представлены результаты по нейтрон-гамма разделению с помощью органического сцинтиллятора стильбена. Для сцинтилляций стильбена характерно быстрое время нарастания (~ 1 нс), а их спад характеризуется наличием быстрой (для комптоновских электронов от γ -квантов) и медленной (для протонов отдачи от быстрых нейтронов) компонент. Известный PSD (pulseshapediscrimination, разделение по форме сигнала) метод одновременного измерения общего заряда и части этого заряда в хвосте импульса предлагается для идентификации частиц. Аналого-цифровой преобразователь типа ЦРС-32 использовался для преобразования импульсов нейтронов и гамма-квантов, а также для хранения их в цифровом формате. Разработан алгоритм на языке программирования C++ и ROOT для обработки цифровых данных.

Детекторы на основе стильбена планируется использовать в эксперименте по исследованию T-нечетных эффектов для данных частиц в делении тяжелых ядер под действием поляризованных нейтронов. Экспериментальные работы были проведены в Лаборатории нейтронной физики им. И.М. Франка Объединенного института ядерных исследований.

Ключевые слова: нейтрон-гамма разделение по форме сигнала, T-нечетные эффекты в делении ядер.

^{1,2}D.B. Berikov, ^{2,3}G.S. Ahmadov, ²Yu.N. Kopatch,
¹K.Sh. Zhumadilov, ²V.L. Kuznetsov

¹L.N. Gumilyov Eurasian National University, Kazakhstan, Nur-Sultan

²Joint Institute for Nuclear Research, Russia, Dubna

³National Nuclear Research Center, Azerbaijan, Baku

e-mail: daniyar.berikov@gmail.com

Digital neutron/gamma discrimination with an organic scintillator

Abstract. The paper presents the results of neutron-gamma discrimination using organic stilbene scintillator. Stilbene scintillations are characterized by a fast rise time (~ 1 ns), and their decline is characterized by the existence of a fast (for compton electrons from gamma-quanta) and a slow (for recoil protons from fast neutrons) component. A well-known PSD (pulse shape discrimination) method of simultaneous measurement of the total charge and the part of this charge in the tail of the pulse is proposed for identifying particles. An analog-to-digital converter of the TsRS-32 type was used to convert neutron and gamma-ray pulses and to store them in a digital format. An algorithm has been developed in the C++ and ROOT programming languages for digital data processing.

Stilbene-based detectors are planned to be used in an experiment to study T-odd effects for given particles in the fission of heavy nuclei induced by polarized neutrons. Experimental work was carried out in the I.M. Frank Laboratory of Neutron Physics Joint Institute for Nuclear Research.

Key words: Neutron-gamma pulse shape discrimination, T-odd effects in the fission of heavy nuclei.

^{1,2}Д.Б. Беріков, ^{2,3}Г.С. Ахмадов, ²Ю.Н. Копач,
¹К.Ш. Жумадилов, ²В.Л. Кузнецов

¹А.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, Қазақстан, Нұр-Сұлтан қ.

²Біріккен ядролық зерттеу институты, Ресей, Дубна қ.

³Ұлттық ядролық зерттеу орталығы, Әзірбайжан, Баку қ.
e-mail: daniyar.berikov@gmail.com

Органикалық сцинтиллятор көмегімен цифрлі нейтрон/гамма ажырату

Аңдатпа. Жұмыста органикалық сцинтиллятор стильбен көмегімен нейтрон-гамма ажырату нәтижелері көрсетілген. Стильбен сцинтилляциясы жылдам өсу уақытымен сипатталады, ал оның құлдырауы жылдам (гамма-кванттан туатын комптондық электрондар үшін) және баяу (жылдам нейтрондардан туатын протондар үшін) компоненттердің бар болуымен сипатталады. Бөлшектерді ажырату үшін танымал PSD (pulse shape discrimination, сигнал формасы арқылы ажырату) әдісін, толық заряд пен импульс соңындағы сол зарядтың бір бөлігін бір уақытты өлшеу, қолдану ұсынылған. Нейтрондар мен гамма-кванттар импульсін түрлендіру үшін және оларды цифрлық форматта сақтау үшін ЦРС-32 аналог-цифрлі түрлендіргіш қолданылды. Цифрлі деректерді өңдеу үшін C++ және ROOT программалық тілде алгоритмдер әзірленді.

Стильбен негізіндегі детекторларды поляриланған нейтрондардың әсерінен ауыр ядролардың бөлінуі кезіндегі нейтрон/гамма бөлшектері үшін Т-тақ эффектілерді зерттеуге бағытталған экспериментте қолдану жоспарланған. Эксперименталды жұмыстар Біріккен ядролық зерттеу институтының И.М. Франк атындағы Нейтрондық физика лабораториясында жасалды.

Түйін сөздер: сигнал формасы арқылы нейтрон-гамма ажырату, ядролардың бөлінуі кезіндегі Т-тақ эффектілер.

Введение

Несмотря на то, что со времени открытия деления атомных ядер прошло уже 80 лет, этот процесс даже сегодня остается предметом экспериментальных и теоретических исследований и занимает особое место в ядерной физике. В настоящее время интенсивные экспериментальные исследования данного явления ведутся в ядерно-физических центрах Европы, США и России. Продолжаются исследования Р-четных, Р-нечетных и Т-нечетных асимметрий для угловых распределений продуктов двойного и тройного деления ядер, детально изучаются редкие моды деления тяжелых ядер такие, как недавно открытые четверные деления [1-3]. Угловые распределения продуктов деления эффективно используются для исследования так называемых переходных состояний делящегося ядра, вызванного энергетическими легкими или тяжелыми ионами и гамма квантами.

Поиски Т-нечетных асимметрий в угловых распределениях продуктов тройного деления ядер холодными поляризованными нейтронами были начаты в конце 90-х годов с надеждой обнаружение при анализе этих асимметрий эффектов нарушения Т-инвариантности [4-5]. Результатами этих поисков к настоящему времени являются обнаружение Т-нечетных асимметрий TRI- и ROT- типов в тройном и бинарном

делении ряда ядер-актинидов [6-7]. В Лаборатории Нейтронной Физики им. И.М. Франка Объединенного Института Ядерных Исследований (ЛНФ, ОИЯИ, г. Дубна, Россия) планируется провести эксперимент по исследованию ROT-эффекта для гамма-квантов и нейтронов в бинарном делении актинидов под действием поляризованных нейтронов. При изучении данного процесса [8-10] возникает необходимость одновременно регистрировать потоки быстрых нейтронов и гамма-квантов и разделять их импульсы друг от друга. Чтобы обеспечить такие условия, детектирующая аппаратура должна иметь высокую эффективность регистрации быстрых нейтронов и хорошее временное разрешение, возможность регистрировать гамма-квантов в широком энергетическом диапазоне, возможность разделения импульсов от нейтронов и от гамма-квантов.

Органические сцинтилляторы хорошо подходят для этих целей, которые обладают быстрым временным откликом и позволяют разделять нейтроны и гамма-кванты по форме импульса (PSD, pulsediscrimination). Разница в интенсивности медленных нейтронных и быстрых гамма компонентом света служит основой для методов PSD.

В данной работе представлены результаты по n/γ разделению с помощью стильбена (органический сцинтиллятор).

Теоретическая часть

Идентификация частиц по форме импульса [11-13] основана на том, что для органических сцинтилляторов стиблена форма сцинтилляционного импульса зависит от удельных ионизационных потерь и различна для протонов отдачи и комптоновских электронов (рис. 1).

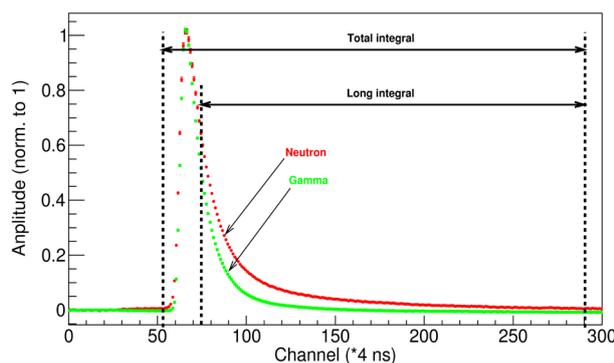


Рисунок 1 – Форма сцинтилляционного импульса и описание PSD метода для нейтрона и гамма-кванта на кристалле стиблена

Световой импульс, возникающий в сцинтилляторе при прохождении через него ионизирующего излучения можно представить, как сумму двух компонент: быстрой и медленной [14-16]. Импульсы протонов отдачи, образованные при упругом столкновении быстрых нейтронов с кристаллом стиблена, обладает заметной медленной компонентой в отличие от импульсов слабоионизирующих гамма квантов. Характерное время медленной и быстрой компоненты – несколько сотен и порядка нескольких наносекунд соответственно.

Основное преимущество цифрового разделения сигналов детектора, образующихся в результате регистрации быстрых нейтронов и гамма-квантов в том, что для обработки импульсов не нужны дополнительные электронные модули и блоки. Необходим лишь аналого-цифровой преобразователь (АЦП). Еще одним достоинством является отсутствие необходимости анализа поступающей информации в режиме «on-line». Для реализации данного метода аналоговый сигнал детектора преобразуется при помощи АЦП в цифровой массив данных без потери, содержащейся в нем информации. Дальнейший анализ экспериментальных данных может быть произведена неограниченное число раз. Полученное цифровое значение импульса тока подвергает-

ся определенной процедуре идентификации с помощью разработанного алгоритма на языке программирования, например, C++ или ROOT. Сюда можно отнести определение максимума сигналов, временного интервала для интегрирования, интегрирование (собираение заряда) полного импульса и медленной компоненты импульса и их сравнение. В отличие от аналогового метода идентификации частиц, данный метод позволяет применять оптимальные фильтры, производить сложную математическую обработку полученных данных, что обеспечивает более эффективное разделения импульсов [17-18]. Для аналоговых методов идентификации характерно ухудшение параметров разделения при увеличении входной загрузки, т.е. частоты поступления импульсов с детектора. Это связано, с наложением входных импульсов. Использование цифрового метода идентификации полностью устраняет данный эффект и может работать при загрузке детектора 10^6 импульсов в секунду [19].

Экспериментальная часть

В ЛНФ ОИЯИ поставлен эксперимент по n/γ разделению в спонтанном делении калифорния ^{252}Cf . Схема эксперимента показана на рис. 2.

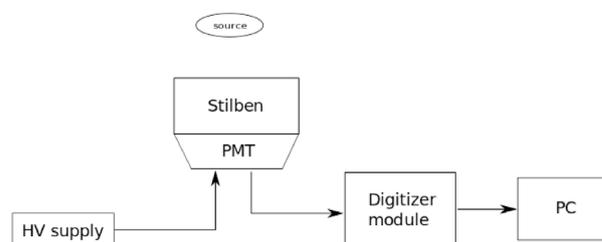


Рисунок 2 – Схема эксперимента

Мгновенные нейтроны (средней энергией 2.14 МэВ) и гамма-кванты (с энергией от 7 до 9 МэВ) деления регистрировались кристаллом стиблена размером 50×50 мм² в сочетании с ФЭУ (фотоэлектронный умножитель) PMT R1307 (фирма Amcys-H) который располагался на расстоянии 30 см от источника ^{252}Cf . Порог регистрации нейтронов составлял около 200 кэВ. Многоканальный АЦП ЦРС-32 (32-канальный Цифровой Регистратор Сигналов) использовался для оцифровки сигналов и определения их амплитуды и временные характеристики одновременно. Частота оцифровки составляла 200 МГц с разрешением 11 бит. Оцифрованные

экспериментальные данные передавались через USB-3 в персональный компьютер. Алгоритм для идентификации событий от нейтронов и от гамма-квантов был разработан на языке C++, основываясь на пакете ROOT.

Сравнение зарядов было реализовано простым путем интегрирования различных частей входного импульса [20]. Первое интегрирование выполняется от начала времени нарастания

импульса до конца, полный интеграл, а другое интегрирование выполняется над хвостовой частью (длинный интеграл, смотреть рис. 1). Соотношение между ними использовалось для разделения нейтронов от гамма-квантов. Область, где начинается хвостовая часть, может быть оптимизирована для лучшего n/γ разделения. В нашем случае хвостовая часть интегрирования начинается через 80 нс после времени нарастания.

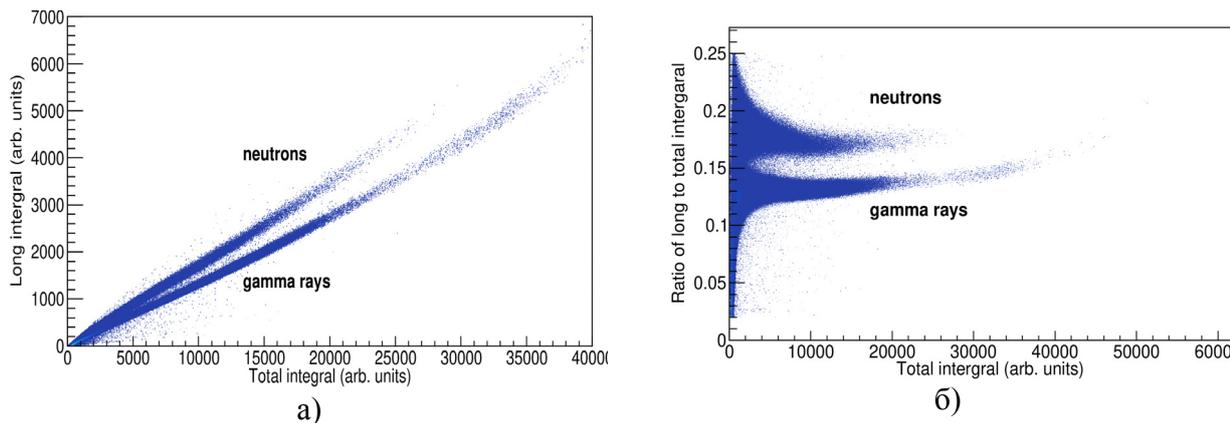


Рисунок 3 – Нейтрон гамма разделения методом PSD

Основные экспериментальные результаты представлены на рисунках 3а и 3б, в виде двумерных гистограмм. На рисунке 3а, по горизонтали отложен полный интеграл импульса, а по вертикали интеграл медленной компоненты импульса в произвольных единицах. На рисунке 3б, по горизонтали отложен полный интеграл импульса, а по вертикали отношение длинного интеграла к общему. Из полученных результатов наблюдаем два следа, каждый из которых соответствует своему типу частиц, и видим что следы нейтронов и γ-квантов хорошо разделяются.

Наиболее распространенным способом определения качества n/γ разделения является вычисление параметра разделения FOM (a figure of merit) или же коэффициента добротности, определенного следующим образом:

$$FOM = \frac{N_2 - N_1}{FWHM_1 + FWHM_2} \quad (1)$$

где $N_2 - N_1$ – расстояния между пиками, соответствующими нейтронам и гамма-квантам, $FWHM_1 + FWHM_2$ – сумма ширин этих пиков

на половине высоты. На рисунке 4 показана демонстрация качества нейтрон-гамма разделения. Численная оценка качества n/γ дискриминации, т.е. вычисленное по формуле (1) значение коэффициента добротности составляло 1.15.

Данная превосходная способность метода PSD дает возможность широко использовать органические сцинтилляторы в экспериментах, с точки зрения обнаружения и идентификации нейтронов в присутствии гамма-фона.

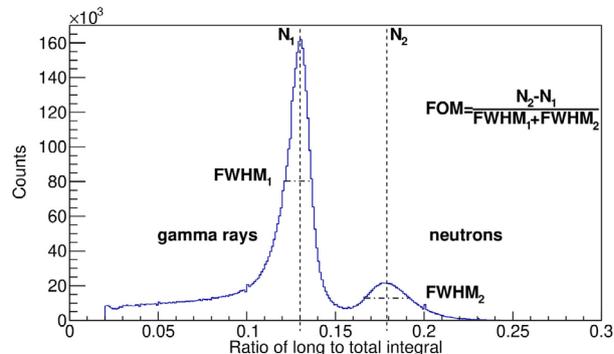


Рисунок 4 – Демонстрация качества нейтрон-гамма разделения

Заключение

В работе показаны результаты нейтрон-гамма разделения с помощью органического сцинтиллятора стиблена. Цифровой метод разделение по форме сигнала был успешно применен к импульсам из источника Cf-252 для надежной идентификации нейтронов от гамма-квантов. Под методом цифровой идентификацией типа частиц по форме импульса понимается процесс преобразования в цифровую форму при помощи АЦП аналогового сигнала из детектора, вызванного регистрацией частицы, и с последующей обработкой цифрового массива по определенному алгоритму для определения типа зарегистрированной частицы. Результаты, основанные на значениях FOM, показывают, что с помощью

этого метода можно добиться хорошей n/γ дискриминации. Данный метод цифровой идентификации можно применять для определения спектрального состава и плотности потока нейтронов и гамма-квантов в смешанных импульсных полях.

Разработан алгоритм и программное обеспечение цифровой идентификации. Примененный алгоритм идентификации позволяет производить сложные математические обработки полученных данных, что обеспечивает более эффективное разделение импульсов. Полученные результаты позволяют использовать исследуемый детектор в корреляционных экспериментах, в частности в планируемом эксперименте по исследованию T-нечетных эффектов в делении тяжелых ядер.

Литература

- 1 Гундорин Н.А., Зейналов Ш.С., Копач Ю.Н., Попов А.Б. и Фурман В.И. Исследования характеристик и корреляционных эффектов в делении // ЭЧАЯ. – 2016. – Т. 47, вып. 4. – С. 1248-1287.
- 2 Ahmadov G.S., Kopatch Yu.N., Telezhnikov S.A., Ahmadov F.I., Granja C. and et al. Detection of ternary and quaternary fission fragments from ^{252}Cf with a position-sensitive ΔE -E telescope based on silicon detectors // Phys. Part. Nucl. Lett. – 2015. – Vol. 12:4. – P. 542-549.
- 3 Gagarski A., Goennenwein F., Guseva I., Jesinger P., Kopatch Yu. and et al. Particular features of ternary fission induced by polarized neutrons in the major actinides ^{233}U , ^{235}U and ^{239}Pu , ^{241}Pu // Phys. Rev. C. – Vol. 93. – P. 054619.
- 4 Jesinger P., Danilyan G.V., Gagarski A.M., Geltenbort P., Goennenwein F. and et al. Interference effect in the angular distribution of outgoing particles in ternary fission induced by cold polarized neutrons // Phys. At. Nucl. – 1999. – Vol. 62:9. – P. 1608-1610.
- 5 Jesinger P., Koetzle A., Gagarski A., Gönnenwein F., Danilyan G. and et al. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 2000. – Vol. 440. – P. 618-625.
- 6 Danilyan G.V. On the Relative Signs of “ROT-Effects” in Ternary and Binary Fission of ^{233}U and ^{235}U Nuclei Induced by Polarized Cold Neutrons // JETP Letters. – 2018. – Vol. 107:4. – P. 216-218.
- 7 Danilyan G.V., Klenke J., Kopach Yu.K., Krakhotin V.A., Novitsky V.V. and et al. Effects of rotation of fissioning nuclei in the angular distributions of prompt neutrons and gamma rays originating from the polarized-neutron-induced fission of ^{233}U and ^{235}U nuclei // Phys. At. Nucl. – 2014. – Vol. 77:6. – P. 677-681.
- 8 Kopatch Yu.N., Novitsky V.V., Ahmadov G.S., Gagarski A.M., Berikov D. and et al. Measurement of the ROT effect in the neutron induced fission of ^{235}U in the 0.3 eV resonance at a hot source of polarized neutrons // EPJ Web of Conferences. – 2018. – Vol. 169. – P. 00010.
- 9 Danilyan G.V., Klenke J., Krakhotin V.A., Kuznetsov V.L., Novitsky V.V. and et al. Scission gamma rays // Phys. At. Nucl. – 2009. – Vol. 72. – P. 1812.
- 10 Danilyan G.V., Klenke J., Krakhotin V.A., Kopatch Yu.N., Novitsky V.V. and et al. T-odd angular correlations in the emission of prompt gamma rays and neutrons in nuclear fission induced by polarized neutrons // Phys. At. Nucl. – 2011. – Vol. 74. – P. 671.
- 11 Taggart M.P., Payne C. and Sellin P.J. Neutron-gamma discrimination via PSD plastic scintillator and SiPMs // J. Phys. Conference Series. – 2016. – Vol. 763. – P. 012007.
- 12 Comrie A.C., Buffler A., Smit F.D. and Wörtche H.J. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 2015. – Vol. 772. – P. 43-49.
- 13 Preston R.M., Eberhardt J.E. and Tickner J.R. Neutron-gamma pulse shape discrimination using organic scintillators with silicon photomultiplier readout // IEEE Transact. Nucl. Sci. – 2014. – Vol. 61:4. – P. 2410-2418.
- 14 Uchida Y., Takada E., Fujisaki A., Isobe M., Ogawa K. and et al. A study on fast digital discrimination of neutron and gamma-ray for improvement neutron emission profile measurement // Review of Science instruments. – 2014. – Vol. 85. – P. 11E118.
- 15 Nyibule S., Henry E., Toke J., Skulski W. and Schrode W-U. Digital Gamma-Neutron Discrimination with Organic Plastic Scintillator EJ 299-33 // Progress in Physics. – 2014. – Vol. 10:3. – P. 163-165.

16 Szczęśmak T., Grodzicka M., Moszyński M., Wolski D., Swiderski L. and et al. Digital neutron-gamma discrimination methods: Charge comparison versus zero-crossing// IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference. – 2014. – P.1-4.

17 Aryaeinejad R., Hartwell J., Spencer D. Comparison between digital and analog pulse shape discrimination techniques for neutron and gamma ray separation // IEEE Nuclear Science Symposium conference record. Nuclear Science Symposium. – 2005. – Vol.1:500. – P. 504

18 Chuan P.V., Hoa N.D., Chau N.D. and Khue V.N. Study On Neutron – Gamma Pulse Shape Discrimination Algorithms For Scintillation Detector // Dalat University Journal of Science. – 2016. – Vol. 6:3. – P. 281-292.

19 Takaku D., Oishi T. and Baba M. Development of Neutron-Gamma Discrimination Technique using Pattern-Recognition Method with Digital Signal Processing // Prog. Nucl. ScienTechn. – 2011. – Vol.1. – P.210-213.

20 Akbarov R.A., Ahmadov G.S., Ahmadov F.I., Berikov D., Holik M. and et al. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment //Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 2018. – Vol. 936. – P. 549-551.

References

- 1 N.A. Gundorin, Sh.S. Zeinalov, Yu.N. Kopatch, A.B. Popov and V.I. Furman, Phys. Part. Nucl. 47:4, 1248-1287 (2016).
- 2 G.S. Ahmadov, Yu.N. Kopatch, S.A. Telezhnikov, F.I. Ahmadov, C. Granja and et al., Phys. Part. Nucl. Lett. 12:4, 542-549(2015).
- 3 Gagarski, F. Goennenwein, I. Guseva, P. Jesinger, Yu. Kopatch and et al., Phys. Rew. C 93, 054619 (2016).
- 4 P. Jesinger, G. V. Danilyan, A. M. Gagarski, P. Geltenbort, F. Goennenwein and et al., Phys. At. Nucl. 62:9, 1608-1610 (1999).
- 5 P. Jesinger, A. Koetzle, A. Gagarski, F. Gönnenwein, G. Danilyan and et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 440, 618-625 (2000).
- 6 G. V. Danilyan, JETP Letters 107:4, 216-218 (2018).
- 7 G.V. Danilyan, J. Klenke, Yu.K. Kopach, V.A. Krakhotin, V.V. Novitsky and et al., Phys. At. Nucl. 77, 715-720 (2014).
- 8 Yu.N. Kopatch, V.V. Novitsky, G.S. Ahmadov, A.M. Gagarsky, D. Berikov and et al., EPJ Web of Conferences 169, № 00010 (2018).
- 9 G.V. Danilyan, J. Klenke, V.A. Krakhotin, V.L. Kuznetsov, V.V. Novitsky and et al., Phys. At. Nucl. 72, 1872-1877 (2000).
- 10 G.V. Danilyan, J. Klenke, V.A. Krakhotin, Yu.N. Kopatch, V.V. Novitsky and et al., Phys. At. Nucl. 74, 697-701 (2011).
- 11 M.P. Taggart, C. Payne and P.J. Sellin, Jour. Phys. Conference Series 763, 012007 (2016)
- 12 A.C. Comriea, A. Bufflera, F.D. Smit and H.J. Wörtche, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 772, 43-49 (2015).
- 13 R.M. Preston, J.E. Eberhardt and J.R. Tickner, IEEE Transact. Nucl.Sci. 61:4, 2410-2418 (2014).
- 14 Y. Uchida, E. Takada, A. Fujisaki, M. Isobe, K. Ogawa and et al., Review of Science instruments 85, 11E118 (2014).
- 15 S. Nyibule, E. Henry, J. Toke, W. Skulski and W-U. Schroder, Progress in Physics 10, 163-165 (2014).
- 16 T. Szczęśmak, M. Grodzicka, M. Moszyński, D. Wolski, L. Swiderski and et al., IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, 1-4 (2014).
- 17 R. Aryaeinejad, J. Hartwell, D. Spencer, IEEE Nuclear Science Symposium conference record. Nuclear Science Symposium, 1:500, 504 (2005).
- 18 P.V.Chuan, N.D.Hoa, N.D.Chau and V.N. Khue, Dalat University Journal of Science 6:3, 281-292 (2016)
- 19 D. Takaku, T. Oishi and M. Baba, Prog. Nucl. ScienTechn.1, 210-213 (2011).
- 20 R.A. Akbarov, G.S. Ahmadov, F.I. Ahmadov, D. Berikov, M. Holik and et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 936, 549-551 (2018).

^{1,2}Д.С. Сайранбаев , ¹С.Н. Колточник,
¹А.А. Шаймерденов, ^{1,2}Е.А. Кенжин ,
¹А.Н. Альмагамбетов, ³К. Цучия

¹РГП «Институт ядерной физики» Министерства Энергетики Республики Казахстан,
Казахстан, г. Алматы

²Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы

³Агентство атомной энергии Японии, Япония, г. Оарай,
e-mail: darkhan.sairanbay@gmail.com

ДИНАМИКА ВЫГОРАНИЯ БОРА-10 В СТЕРЖНЯХ КОМПЕНСАЦИИ РЕАКТИВНОСТИ РЕАКТОРА ВВР-К

Аннотация. В 2015 году в рамках перевода реактора ВВР-К на топливо пониженного обогащения проведена модернизация основных систем реактора, включая полную замену системы управления и защиты (СУЗ) реактора. Энергонапряженность в новой, более компактной активной зоне стала заметно выше, изменились количество и геометрические параметры рабочих органов (РО) СУЗ. В качестве материала поглотителя в РО СУЗ используется карбид бора с естественным изотопным составом. РО СУЗ отвечают за управление цепной ядерной реакцией деления урана. Реактор ВВР-К – это стационарный исследовательский реактор, поэтому для его работы необходимо создать первоначальный запас реактивности. В начале рабочего цикла реактора большая часть стержня СУЗ погружена в активную зону. В процессе работы реактора, стержень постепенно извлекается из активной зоны вследствие «отравления» активной зоны и выгорания урана. На изотопе бор-10 протекает ядерная реакция с поглощением теплового нейтрона и образованием альфа-частицы и изотопа литий-7, что приводит к уменьшению ядер исходного изотопа, т.е. выгоранию бора-10. Уменьшение массы изотопа бор-10 в стержне СУЗ приведет к уменьшению его физической эффективности, что напрямую влияет на ядерную безопасность реактора. Важным критерием работы ядерного реактора является создание подкритичности активной зоны для безопасного останова цепной ядерной реакции. Подкритичность активной зоны зависит от суммарной эффективности стержней компенсации реактивности. В настоящей работе приведена количественная оценка выгорания бора-10 в РО СУЗ реактора ВВР-К. Показано влияние выгорания изотопа бор-10 на физическую эффективность стержней СУЗ при их длительной эксплуатации в активной зоне реактора ВВР-К. Рассмотрены временные интервалы 1, 3 и 10 лет. Полученные результаты могут быть использованы для обоснования ресурса и безопасности эксплуатации стержней СУЗ реактора ВВР-К. Расчеты проведены с помощью программного средства MNCР6 с библиотекой ядерных констант ENDF/B-VII.1.

Ключевые слова: бор, РО СУЗ, выгорание, ВВР-К.

^{1,2}D.S. Sairanbayev, ¹S.N. Koltchnik, ¹A.A. Shaimerdenov,
^{1,2}Y.A. Kenzhin, ¹A.N. Almagambetov, ³K. Tsuchiya

¹RSE Institute of Nuclear Physics of the Ministry of Energy of the Republic of Kazakhstan,
Kazakhstan, Almaty

²Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty

³Japan Atomic Energy Agency, Japan, Oarai
e-mail: darkhan.sairanbay@gmail.com

Dynamics of boron-10 burning out in the control rods of reactivity of the WWR-K reactor

Abstract. In 2015, as part of the conversion of the WWR-K reactor to low enrichment fuel, the main reactor systems were modernized, including the complete replacement of the reactor control and protection system (CPS). The energy intensity in the new, more compact core has become noticeably higher, the number and geometric parameters of the working bodies (WB) of the CPS have changed. Boron carbide with a natural isotopic composition is used as the material of the absorber in the CPS WB. CPS WB are responsible for managing the nuclear fission chain reaction of uranium. The WWR-K reactor is a

stationary research reactor, so for its operation it is necessary to create an initial reactivity margin. At the beginning of the reactor operating cycle, most of the CPS rod is immersed in the core. During the operation of the reactor, the rod is gradually removed from the core due to the "poisoning" of the core and the burning of uranium. A nuclear reaction proceeds on the boron-10 isotope with absorption of a thermal neutron and the formation of an alpha particle and a lithium-7 isotope, which leads to a decrease in the nuclei of the initial isotope, i.e. burnout of boron-10. A decrease in the mass of the boron-10 isotope in the CPS rod will lead to a decrease in its physical efficiency, which directly affects the nuclear safety of the reactor. An important criterion for the operation of a nuclear reactor is the creation of subcriticality of the core for the safe shutdown of a nuclear chain reaction. The subcriticality of the core depends on the total efficiency of the reactivity compensation rods. In this work, a quantitative assessment of the burnup of boron-10 in the WB of the WWR-K reactor is presented. The effect of burnout of the boron-10 isotope on the physical efficiency of CPS rods during their long-term operation in the core of the WWR-K reactor is shown. The time intervals of 1, 3 and 10 years are considered. The obtained results can be used to justify the resource and safety of operation of the control and safety rods of the WWR-K reactor. The calculations were performed using the MNCP6 software with the library of nuclear constants ENDF/B-VII.1.

Key words: boron, CPS WB, burnout, WWR-K, reactivity.

^{1,2}Д.С. Сайранбаев, ¹С.Н. Колточник, ¹А.А. Шаймерденов,
^{1,2}Е.А. Кенжин, А.Н. ¹Альмагамбетов, ³К. Цучия

¹ҚР ЭМ «Ядролық физика институты» РММ, Қазақстан, Алматы қ.
²Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.
³Жапонияның атом энергиясы жөніндегі агенттігі, Жапония, Оарай
e-mail: darkhan.sairanbay@gmail.com

ССР-Қ реакторының реактивтілік компенсациялық өзектеріндегі бор-10 күйіп кетудің динамикасы

Аңдатпа. 2015 жылы ССР-Қ реакторын төмен байытылған отынға ауыстыру аясында негізгі реакторлық жүйелер жаңартылды, оның ішінде реакторларды басқару және қорғау жүйесі (БҚЖ) толық ауыстырылды. Жаңа, неғұрлым белсенді аумағындағы энергия сыйымдылығы едәуір жоғарылайды, БҚЖ жұмысшы органдарының (ЖО) саны және геометриялық параметрлері өзгерді. Табиғи изотопты құрамы бар бор карбиді БҚЖ ЖО-да сіңіргіш зат ретінде қолданылады. БҚЖ ЖО уранның ядролық бөліну тізбегінің реакциясын басқаруға жауап береді. ССР-Қ реакторы стационарлық зерттеу реакторы болып табылады, сондықтан оның жұмыс істеуі үшін бастапқы реактивтілік қорын құру қажет. Реактордың жұмыс циклінің басында БҚЖ өзегінің көп бөлігі белсенді аумаққа батырылған. Реакторды пайдалану кезінде өзек біртіндеп «улану» және уранның күйіп қалуы салдарынан өзекшеден біртіндеп алынады. Ядролық реакция бор-10 изотопында жылу нейтронының сіңірілуімен және альфа бөлшегі мен литий-7 изотопының түзілуімен жүреді, бұл бастапқы изотоптың ядроларының төмендеуіне әкеледі, яғни бор-10 күйіп кетуі. БҚЖ өзегіндегі бор-10 изотопының массасының төмендеуі оның физикалық тиімділігінің төмендеуіне әкеледі, бұл реактордың ядролық қауіпсіздігіне тікелей әсер етеді. Ядролық реактордың жұмысының маңызды критерийі – ядролық тізбекті реакцияны қауіпсіз тоқтату үшін ядроның субкритикалықты құру. Белсенді аумағының субкритикалығы реактивтілік компенсациялық өзектерінің жалпы тиімділігіне байланысты. Бұл жұмыста ССР-Қ реакторының БҚЖ ЖО-да бор-10 күйіп кетуіне сандық баға берілген. Бор-10 изотопының күйіп кетуінің БҚЖ өзектерінің ССР-Қ реакторының белсенді аумағында ұзақ уақыт жұмыс істеген кездегі физикалық тиімділігіне әсері көрсетілген. 1, 3 және 10 жылдар уақыт интервалдары қарастырылады. Алынған нәтижелер ССР-Қ реакторының басқару және қорғаныс тіректерін пайдалану қауіпсіздігі мен қорғалуын негіздеу үшін пайдаланылуы мүмкін. Есептеулер ENDF/B-VII.1 ядролық константалар кітапханасымен бірге MNCP6 бағдарлама қолдану арқылы жүргізілді.

Түйін сөздер: бор, БҚЖ ЖО, күйіп кету, ССР-Қ.

Введение

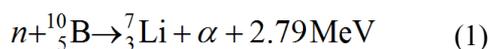
В 2016 году исследовательский реактор ВВР-К был переведен на топливо пониженного обогащения [1-4]. С сентября 2016 года начата его регулярная эксплуатация с низкообогащенным топливом. Номинальная тепловая мощность реактора составляет 6 МВт. Эксплуатация реак-

тора проводится рабочими циклами, длительностью 21 сутки. В течение одного календарного года, общее эффективное время эксплуатации реактора составляет 210 суток, с учетом двухмесячного останова на планово-профилактические работы.

В ядерном реакторе для управления цепной ядерной реакцией деления применяются стерж-

ни с поглотителем нейтронов. Поглотителем нейтронов могут служить разные материалы, но широкое распространение получил карбид бора [5-7]. Это обусловлено набором его уникальных свойств, такие как: большое сечение поглощения нейтронов в широком спектре энергий нейтронов (~4000 барн), высокая температура плавления (2240°C), химическая стабильность, низкая плотность (1.7-2.4 г/см³) и сравнительно низкая стоимость [5]. К стержням СУЗ реактора предъявляются требования правил ядерной безопасности, механической и радиационной стойкости, так как их работа напрямую влияет на безопасную эксплуатацию реактора. Стержни СУЗ должны сохранять свою эффективность в заданных пределах и целостность (внешнюю форму) для свободного перемещения внутри канала. Например, согласно техническому регламенту «Ядерная и радиационная безопасность» [8], стержни СУЗ относятся ко второму классу безопасности, т.е. их отказ может являться исходным событием, приводящему к проектной аварии. Главными факторами в ограничении срока службы РО СУЗ являются выгорание поглотителя (в нашем случае, бора-10) и радиационное повреждение компонентов стержней, под воздействием температуры и радиационного поля [9-18].

В настоящей работе рассмотрены динамика выгорания изотопа бор-10 и его влияние на эффективности стержней компенсации реактивности реактора ВВР-К, а также наработка гелия за разное время эксплуатации стержней СУЗ. Под выгоранием бора здесь понимается уменьшение массы бора-10 за счет ядерной реакции.



В результате ядерной реакции (1), в поглощающем стержне накапливается газ гелий, который может привести стержень к распуханию и разгерметизации, но в настоящей работе не проводится анализ радиационной стойкости стержней.

Материалы и методы

Активная зона реактора ВВР-К с топливом пониженного обогащения состоит из 17-ти восьмитрубных ТВС (ТВС-1) и 10-ти пятитрубных ТВС (ТВС-2). Все десять РО СУЗ (три стержня аварийной защиты – АЗ, шесть стержней компенсации избыточной реактивности – КО и один автоматический регулятор – АР) размещены внутри ТВС 2-го типа (см. рис. 1 и 2). Ис-

полнительные механизмы РО располагаются непосредственно на каналах, что делает возможным их установку практически в любую ячейку активной зоны. Использование однотипных каналов РО СУЗ, делает их взаимозаменяемыми. При появлении аварийного сигнала (например, при отключении внешнего электроснабжения) вместе с РО АЗ в активную зону под действием силы гравитации вводятся РО КО и РО АР. Поглощающий материал всех РО КО и РО АЗ – карбид бора (B₄C), а материал РО АР – нержавеющая сталь.

В РО КО и РО АЗ используются однотипные поглощающие стержни, состоящие из блочков карбида бора, размещенных внутри алюминиевой трубы. Суммарная длина поглощающей части стержня составляет 700 мм, тогда как высота активной зоны – 610 мм. Соотношение между изотопами бора в карбиде бора естественное (~80% бор-11 и ~20% бор-10). Исходная масса бора-10 в одном стержне принималась равной 52,63 г.

Расчеты проведены с помощью компьютерного кода MCNP6 с библиотекой ядерных констант ENDF/B-VII.1 [19, 20]. В созданном пользователем файле исходных данных моделируется детальная геометрия всех компонентов активной зоны реактора ВВР-К, включая РО СУЗ, а также все присутствующие в ней материалы. Скриншот горизонтального разреза смоделированной активной зоны с боковым бериллиевым отражателем (горизонтальная плоскость) показан на рисунке 3. Код MCNP6 выдает массы и ядерные концентрации бора-10 и наработанных продуктов реакции (1), а именно лития-7 и гелия-4 в материалах, выгорание которых пользователь хочет определить за заданное им время работы реактора. Нарботка гелия в стержнях оценивалась только по ядерной реакции (1), т.е. в расчетах не учитывалась наработка гелия по ядерной реакции (2), которая протекает при взаимодействии с быстрыми нейтронами (>4 МэВ).

С целью моделирования реальных условий работы стержней КО, при расчетах они были погружены в активную зону на 400 мм, что соответствует критическому положению (стационарное состояние). По высоте происходит неравномерное выгорание бора-10. Такое неравномерное выгорание бора-10 приводит к неравномерному по высоте выходу гелия под оболочку. Для определения этого градиента, каждый стержень был разбит на равные участки по 5 мм, в которых оценивалось выгорание бора-10 и газовыделение.



Рисунок 1 – ТВС ВВР-КН 2-го типа

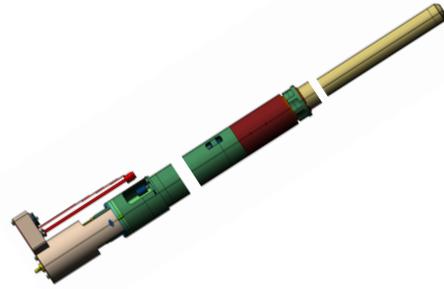


Рисунок 2 – Исполнительный механизм

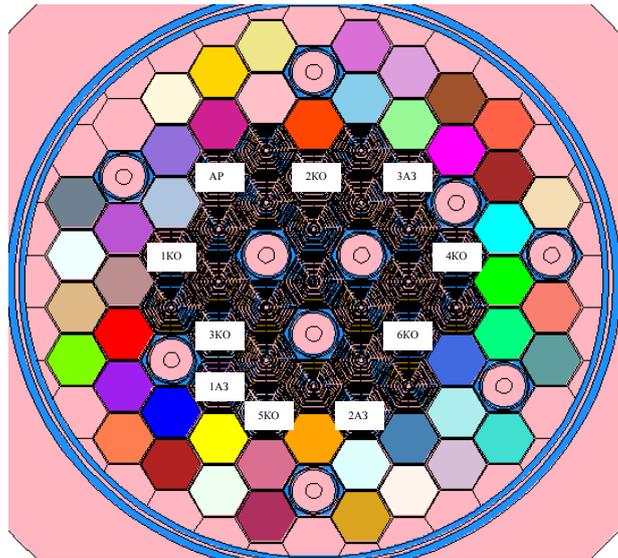
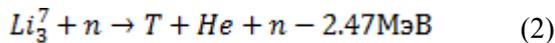


Рисунок 3 – Компьютерная модель активной зоны с бериллиевым отражателем. Горизонтальное сечение

В расчетах рассмотрены три временных промежутка работы реактора, 210, 630 и 2100 эффективных суток, что соответствует календарному времени работы реактора 1, 3 года и 10 лет, соответственно.



Результаты и их обсуждения

Дефицит массы (выгорание) В-10 и количество образовавшихся нуклидов Li-7 и He-4 показаны на рисунках 4, 5 и 6 и приведены в таблице 1.

В реальности, стержни КО в начале цикла погружены в активную зону примерно на 400 мм, далее происходит их быстрое извлечение из-за отравления активной зоны, а затем идет постепенное извлечение из-за выгорания топлива. Поэтому полученные оценки по выгоранию бора-10 являются консервативными.

Количество образованного гелия за 10 лет эксплуатации стержней СУЗ составит ~13 мг.

Рассмотрено влияние выгорание бора-10 на физическую эффективность РО СУЗ. Результаты приведены в таблице 2. Как видно из таблицы 2, влияние выгорания бора-10 за рассмотренный период на физическую эффективность стержней компенсации реактивности не значительно.

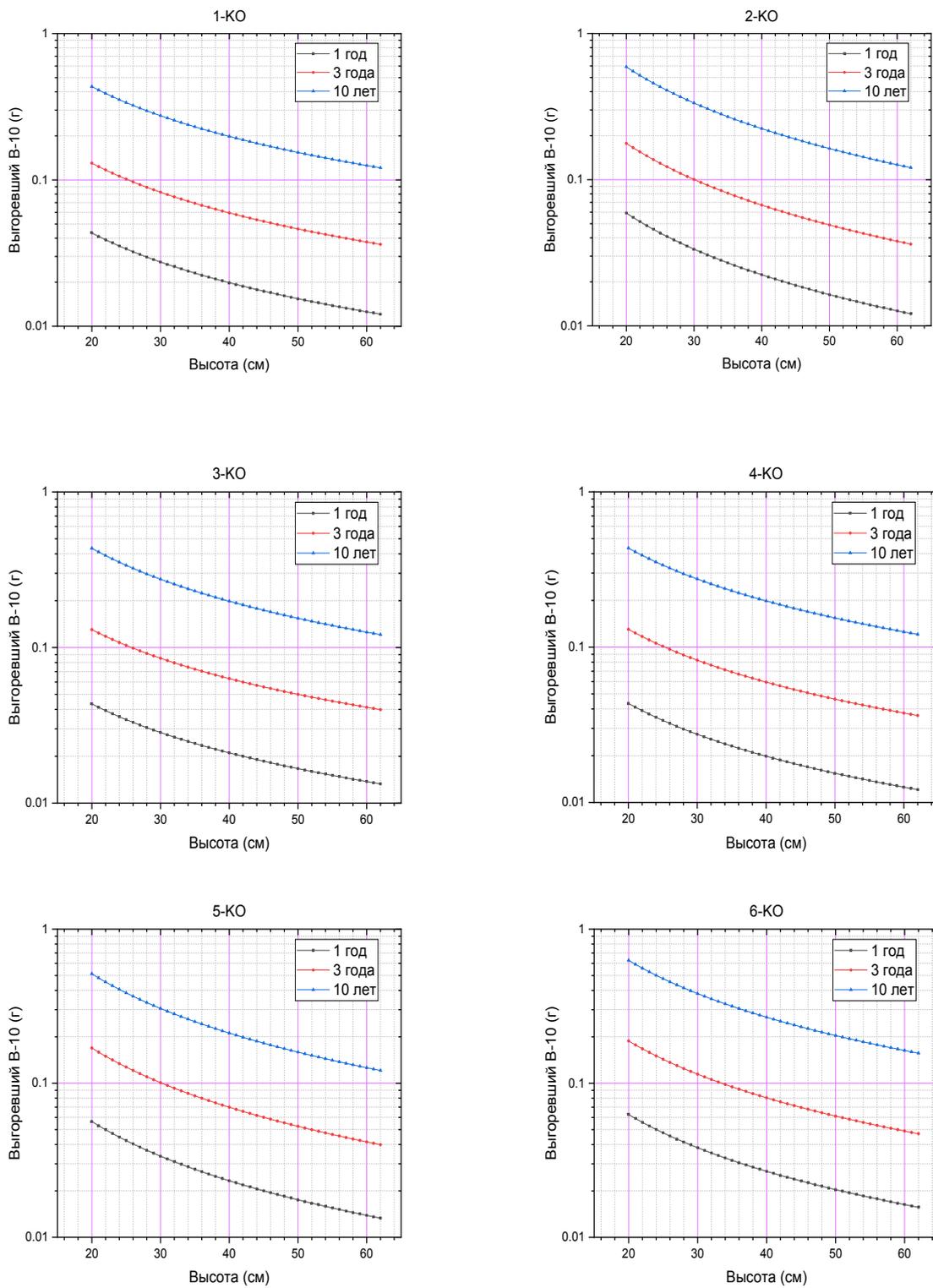


Рисунок 4 – Выгорание бора-10 по длине стержня

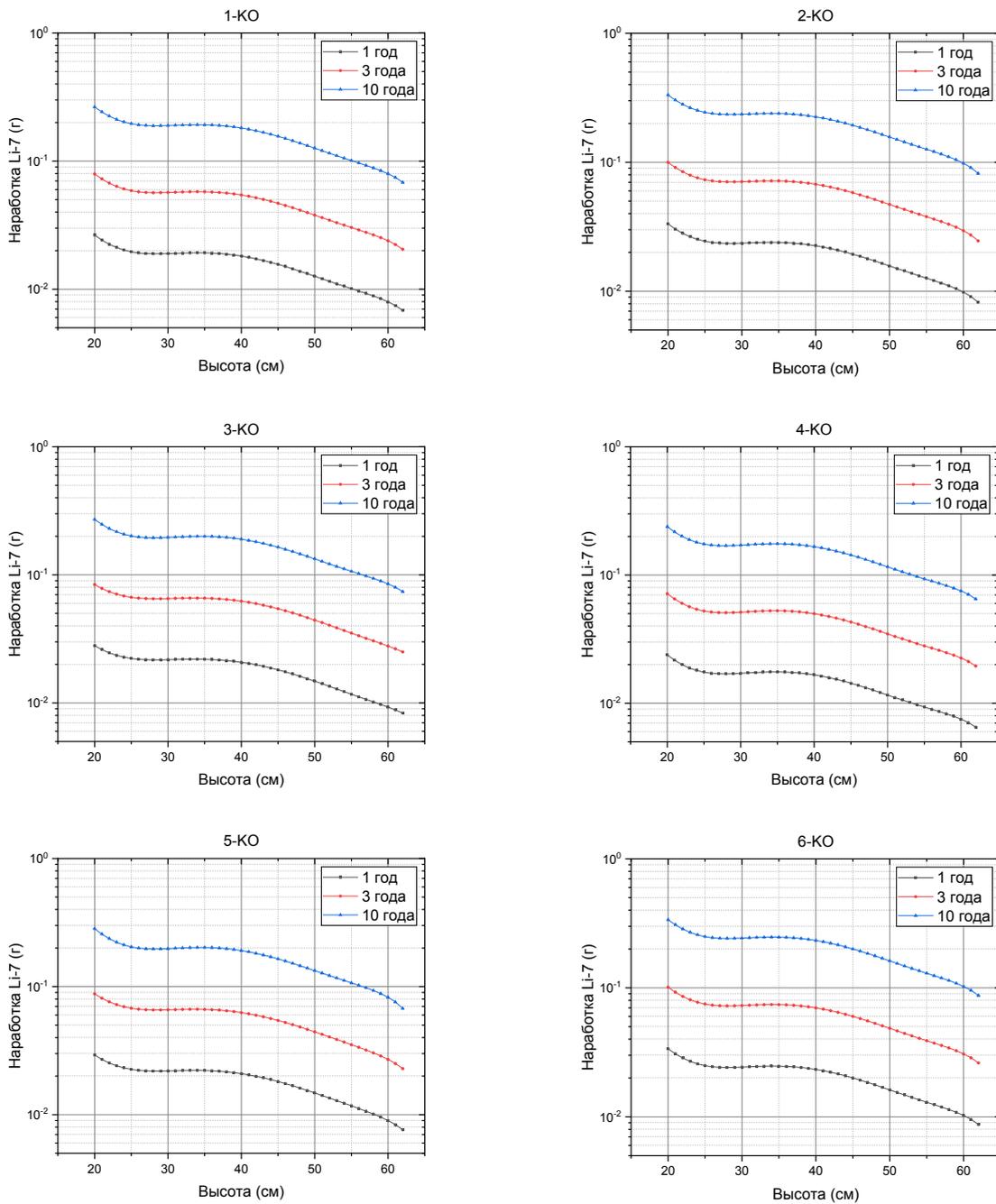


Рисунок 5 – Количество наработанного лития-7 в стержнях СУЗ

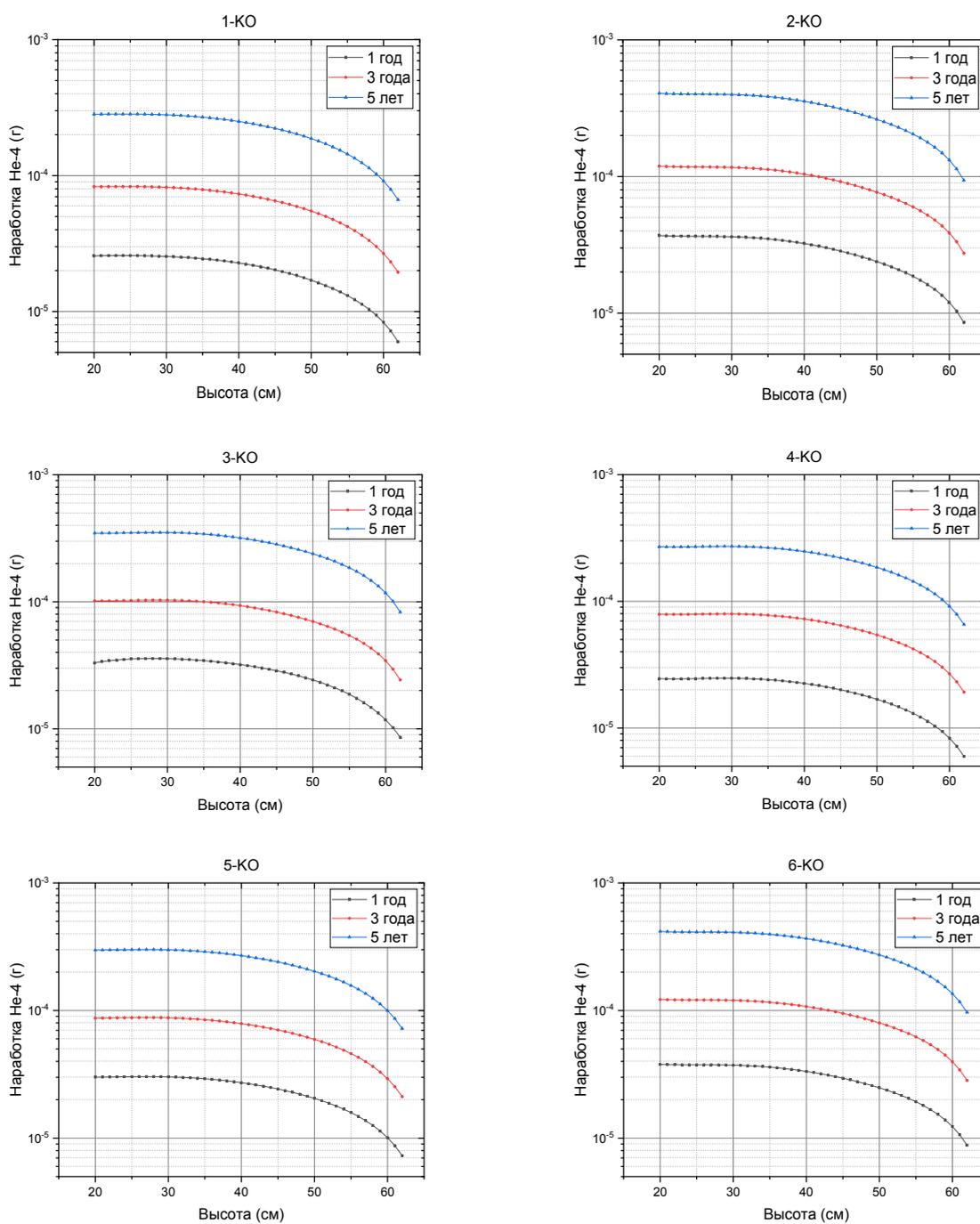


Рисунок 6 – Количество наработанного He-4 в стержнях СУЗ

Таблица 1 – Дефицит массы бора-10 и наработка Li-7 и He-4 за 1, 3, 10 лет работы реактора

Время эксплуатации реактора	1 год					
	1-КО	2-КО	3-КО	4-КО	5-КО	6-КО
РО СУЗ						
выгорание изотопа В-10, г	0,94	1,11	0,99	0,94	1,09	1,1
доля выгоревшего бора-10, %	1,79	2,11	1,88	1,78	2,07	2,09
наработка Li-7, г	0,68	0,85	0,78	0,62	0,79	0,84
наработка He, мг	0,86	1,22	1,20	0,84	1,03	1,20
Время эксплуатации реактора	3 года					
выгорание изотопа В-10, г	2,83	3,33	2,96	2,82	3,25	3,3
доля выгоревшего бора-10, %	5,4	6,3	5,6	5,4	6,2	6,3
наработка Li-7, г	2,05	2,55	2,35	1,87	2,36	2,45
наработка He, мг	2,78	3,94	3,50	2,70	3,00	3,91
Время эксплуатации реактора	10 лет					
выгорание изотопа В-10, г	9,42	12	9,42	9,42	10,28	11,9
доля выгоревшего бора-10, %	18	23	18	18	20	23
наработка Li-7, г	6,85	8,52	7,14	6,24	7,19	8,1
наработка He, мг	9,45	13,40	11,90	9,27	10,20	12,90

Таблица 2 – Значения эффективностей всех стержней КО РО СУЗ с учетом выгорания бора-10 и наработки Li-7 и He-4, % ΔК/К

	ко1	ко2	ко3	ко4	ко5	ко6
«Свежий» бор	1,07	1,86	1,22	0,83	1,14	1,85
1 год	1,07	1,85	1,21	0,81	1,14	1,85
3 года	1,07	1,85	1,21	0,83	1,12	1,84
10 лет	1,06	1,81	1,19	0,81	1,12	1,81

Выводы

В период 2015-2016 гг. проведена модернизация основных систем реактора ВВР-К отвечающих за его безопасную эксплуатацию. В новой активной зоне реактора ВВР-К с низкообогащенным топливом увеличено количество РО СУЗ и используются однотипные каналы РО СУЗ, что делает их взаимозаменяемыми. При отключении внешнего электроснабжения, все РО СУЗ погружаются в активную зону реактора под действием силы гравитации и переводят реактор в

безопасное состояние. Полученные оценки показывают, что дефицит массы бора-10 в поглощающих стержнях КО за 10 лет эффективной работы реактора составит, в среднем, 20%, однако влияние на эффективность РО СУЗ будет несущественным.

Полученные оценки по наработке гелия показали, что за 10 лет эксплуатации реактора ВВР-К в стержнях КО накопится не более 13 мг гелия. Для определения более точного количества образованного гелия необходимо также оценить его наработку по ядерной реакции (2).

Литература

- 1 Аринкин Ф.М., Шаймерденов А.А., Гизатулин Ш.Х., Дюсамбаев Д.С., Колточник С.Н., Чакров П.В., Чекушина Л.В. Конверсия активной зоны исследовательского реактора ВВР-К. // Атомная энергия. – 2017. – Т.123, №1. – С.15-20.
- 2 Shaimerdenov A.A., Nakipov D.A., Arinkin, F.M. et al. The 50th Anniversary of the WWR-K Research Reactor // Phys. Atom. Nuclei. – 2018. – Vol. 81:10. – P.1408-1411.

- 3 Shaimerdenov A.A., Arinkin F.M., Chakrov P.V., Chekushina L.V., Gizatulin Sh.Kh., Koltsochnik S.N. Physical and Power Start-up of WWR-K Research Reactor with LEU Fuel. // Proceeding of 37th International Meeting RERTR-2016. – Antwerp, Belgium. – 2016. – P.8.
- 4 Koltsochnik S.N., Sairanbayev D.S., Chekushina L.V., Gizatulin Sh.Kh., Shaimerdenov A.A. Comparison of neutron spectrum in the WWR-K reactor with LEU fuel against HEU one // Vestnik NYATC RK. – 2018. – Vol.4. – P.14-16.
- 5 Рисованный В.Д., Захаров А.В., Клочков Е.П., Гусева Т.М. Бор в ядерной технике. – Димитровград: ГНЦ НИИАР, 2011. – 668 с.
- 6 Keller H.W., Shallenberger J.M., Hollein D.A., Hott C., Development of hafnium and comparison with other pressurized water reactor control rod materials // Nuclear technology. – 1982. – Vol.5 (3). – P.476-482.
- 7 Subramanian C., Suri A.K. and Murthy T.S.R.Ch. Development of Boron-based materials for nuclear applications // BARC NEWSLETTER. – 2010. – Vol.313. – P.14-22.
- 8 Технический регламент «Ядерная и радиационная безопасность». Приказ Министра энергетики Республики Казахстан от 20 февраля 2017 года №58.
- 9 Светухин В.В., Кадочкин А.С., Салих-Заде П.Ф., Рисованный В.Д. Выход гелия из облученного порошка карбида бора под оболочку поглощающего элемента // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. – 2007. – № 4. – С.68-74.
- 10 Фридман С.Р., Рисованный В.Д., Захаров А.В., Топорова В.Г. Радиационная стойкость ПЭЛ ПС СУЗ реакторов ВВЭР-100 с карбидом бора // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. – 2001. – No2 (79). – С.84-90.
- 11 Баканов М.В., Желтышев В.А., Лыжин А.А., Мальцев В.В., Росляков В.Ф., Фарақшин М.Р. Оценка минимально возможной эффективности стержней СУЗ реактора БН-600. // Известия высших учебных заведений. Ядерная энергетика. – 2005. – №1. – С.53-59.
- 12 Nosov V.I., Ponomarev-stepnoi N.N., Portnoi K.I., Savel'ev E.G. Dispersion-type absorber materials for thermal reactor control rods. //Journal of Nuclear Energy. Parts A/B. Reactor Science and Technology. – 1965. – Vol.19, Is. 9. – P.720-728.
- 13 Savva P., Varvayanni M., Catsaros N. Dependence of control rod worth on fuel burnup // Nuclear Engineering and Design. – 2011. – Vol. 241, Is. 2. – P.492-497.
- 14 Maedeh Yari, Ahmad Lashkari, S. Farhad Masoudi, Mirshahram Hosseinipannah Three dimensional analysis of temperature effect on control rod worth in TRR // Nuclear Engineering and Technology. – 2018. – Vol.50, Is. 8. – P.1266-1276.
- 15 Boafu E.K., Alhassan E., Akaho E.H.K., Odoi C. Assessing the effect of fuel burnup on control rod worth for HEU and LEU cores of GHARR-1 // Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology. – 2013. – Vol.5, Is. 4. – P.1129-1133.
- 16 Yuki Honda, Nozomu Fujimoto, Hiroaki Sawahata, Shoji Takada, Kazuhiro Sawa Burn-Up Dependency of Control Rod Position at Zero-Power Criticality in the High-Temperature Engineering Test Reactor // ASME J of Nuclear Rad Sci. – 2017. – Vol.3(1). – P. 011013 (4).
- 17 Khrais R.A., Tikhomirov G.V., Saldikov I.S. and Smirnov A.D. Neutronic analysis of VVER-1000 fuel assembly with different types of burnable absorbers using Monte-Carlo code Serpent // IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series. – 2019. – Vol.1189. – P.012002.
- 18 Amir Hosein Fadaei. Investigation of burnable poisons effects in reactor core design // Annals of Nuclear Energy. – 2011. – Vol. 38(10). –P.2238-2246.
- 19 MCNP6TM USER'S MANUAL – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 1. – Los Alamos National Laboratory, LA-CP-13-00634, 2013.
- 20 Brown D.A., Chadwick M.B., Capote R., Kahler A. C., Trkov A., Herman M.W. end et. al. ENDF/B-VII.1 Neutron Cross Section Data Testing with Critical Assembly Benchmarks and Reactor Experiments. // Nuclear Data Sheets. – 2011. – Vol. 112, Is. 12. – P.2887-2996.

References

- 1 F.M. Arinkin, A.A. Shaimerdenov, Sh.Kh. Gizatulin, D.S. Dyusambaev, S.N. Koltsochnik, P.V. Chakrov, and L.V. Chekushina, Atomic energy, 123 (1), 15-20 (2017). (in Russ)
- 2 A.A. Shaimerdenov, D.A. Nakipov, F.M. Arinkin and et al., Phys. Atom. Nuclei, 81:10 1408-1411 (2018).
- 3 A.A. Shaimerdenov, F.M. Arinkin, P.V. Chakrov, L.V. Chekushina, Sh.Kh. Gizatulin, and S.N. Koltsochnik, Proceeding of 37th International Meeting RERTR-2016. Antwerp, Belgium, 2016, p.8.
- 4 S.N. Koltsochnik, D.S. Sairanbayev, L.V. Chekushina, Sh.Kh. Gizatulin, and A.A. Shaimerdenov, Vestnik NYATC RK, 4, 14-16 (2018).
- 5 V.D. Risovany, A.V. Zakharov, E.P. Klochkov, and T.M. Guseva, Boron in nuclear engineering, (Dimitrovgrad, SSC RIAR, 2011), 668 p. (in Russ)
- 6 H.W. Keller, J.M. Shallenberger, D.A. Hollein, and C. Hott, Nuclear technology, 5 (3), 476-482 (1982).
- 7 C. Subramanian, A.K. Suri, and T.S.R.Ch. Murthy, BARC NEWSLETTER, 313, 14-22 (2010).
- 8 Technical Regulation “Nuclear and Radiation Safety”. Order of the Minister of Energy of the Republic of Kazakhstan dated February 20, 2017 No. 58. (in Russ)
- 9 V.V. Svetukhin, A. S. Kadochkin, P. F. Salikh-Zade, V. D. Risovany, Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedenii. Volga region, 4, 68-74 (2007). (in Russ)

- 10 S.R. Friedman, V.D. Risovany, A.V. Zakharov, and V.G. Toporova, Questions of atomic science and technology. Series: Physics of Radiation Damage and Radiation Materials Science, 2(79), 84-90 (2001). (in Russ).
- 11 M.V. Bakanov, V.A. Zhelyshev, A.A. Lyzhin, V.V. Maltsev, V.F. Roslyakov, and M.R. Farakshin, News of higher educational institutions. Nuclear Energy, 1, 53-59 (2005). (in Russ)
- 12 V.I. Nosov, N.N. Ponomarev-Stepnoi, K.I. Portnoi, and E.G.Savel'ev, Journal of Nuclear Energy. Parts A/B. Reactor Science and Technology, 19(9), 720-728 (1965).
- 13 P. Savva, M. Varvayanni, and N. Catsaros, Nuclear Engineering and Design, 241(2), 492-497 (2011).
- 14 Maedeh Yari, Ahmad Lashkari, S. Farhad Masoudi, Mirshahram Hosseinipناه, Nuclear Engineering and Technology, 50(8), 1266-1276 (2018).
- 15 E.K. Boafo, E. Alhassan, E.H.K. Akaho, and C. Odoi, Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology, 5(4), 1129-1133 (2013).
- 16 Yuki Honda, Nozomu Fujimoto, Hiroaki Sawahata, Shoji Takada, Kazuhiro Sawa, ASME J of Nuclear Rad Sci. 3(1), 011013 (2017).
- 17 R.A. Khrais, G.V. Tikhomirov, I.S. Saldikov, and A.D. Smirnov, IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series, 1189, 012002 (2019).
- 18 Amir Hosein Fadaei, Annals of Nuclear Energy, 38(10), 2238-2246 (2011).
- 19 MCNP6TM USER'S MANUAL – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 1. (Los Alamos National Laboratory, LA-CP-13-00634, 2013).
- 20 D.A. Brown, M.B. Chadwick, R. Capote, A.C. Kahler, A. Trkov, M.W. Herman end et. al., Nuclear Data Sheets, 112(12), 2887-2996 (2011).

¹А.А. Мансурова , ^{1,2}Н.А. Бейсен , ³Э. Кэведо , ¹М.О. Алимкулова ,
¹А. Муратхан , ¹А. Кашкеева , ²Д.А. Демисенова 

¹Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы

²Таразский государственный педагогический университет, Казахстан, г. Тараз

³Институт ядерных наук национальный автономный университет Мексики, Мексика, г. Мехико
 e-mail: Sila756@mail.ru

СОГЛАСОВАНИЕ УСЛОВИЙ ДЛЯ ВНУТРЕННЕГО И ВНЕШНЕГО ПРОСТРАНСТВА-ВРЕМЕНИ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ КОМПАКТНЫХ ОБЪЕКТОВ

Аннотация. В данной работе мы изучаем проблему согласования внутреннего и внешнего решений уравнений Эйнштейна для астрофизических компактных объектов. Мы предлагаем критерий для нахождения минимального расстояния, на котором внутреннее решение уравнений Эйнштейна можно сопоставить с внешним асимптотически плоским решением. Расположение совпадающей гиперповерхности, таким образом, ограничено критерием, определяемым в терминах собственных значений тензора кривизны Римана с использованием эффектов отталкивающей гравитации. Мы предлагаем соответствие C^3 , при условии, чтобы производные определенного собственного значения кривизны были гладкими на соответствующих гиперповерхностях. Мы применяем подход согласования C^3 к сферически-симметричным пространствам-временам для идеальной жидкости и получаем физически значимые условия, при которых плотность и давление исчезают на согласующей поверхности. В результате мы получаем минимальный радиус, при котором можно выполнить сопоставление и фиксированное значение давления на оси симметрии. Эти значения затем используются для достижения плавного соответствия внутренних и внешних метрических функций. Также в работе были получены несколько идеально-жидкостных решений в гравитации Ньютона.

Ключевые слова: собственные значения, тензор кривизны, гравитационное поле, уравнение Эйнштейна, поле компактных вращающихся тел, ОТО.

¹A.A. Mansurova, ^{1,2}N. Beissen, ³Hernando Quevedo, ¹M.O. Alimkulova,
¹A. Muratkhan, ¹A. Kashkeyeva, ²D. Demissenova

¹Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty

²Taraz State Pedagogical University, Kazakhstan, Taraz

³Instituto de Ciencias Nucleares, Universidad Nacional Autónoma de México, Mexico, México,
 e-mail: Sila756@mail.ru

Matching conditions for the interior and exterior spacetimes of astrophysical compact objects

Abstract. We study the problem of matching the interior and exterior solutions of Einstein's equations for astrophysical compact objects. We propose a criterion for finding the minimum distance at which an interior solution of Einstein's equations can be matched with an exterior asymptotically flat solution. The location of the matching hypersurface is thus constrained by a criterion defined in terms of the eigenvalues of the Riemann curvature tensor by using repulsive gravity effects. We propose a C^3 matching which consists in demanding that the derivatives of a particular curvature eigenvalue are smooth on the matching hypersurface. We apply the C^3 matching approach to spherically symmetric perfect fluid spacetimes and obtain the physically meaningful condition that density and pressure should vanish on the matching surface. As a result we obtain a minimum radius at which the matching can be carried out and a fixed value for the pressure on the symmetry axis. These values are then used to reach the smooth matching of the interior and exterior metric functions. Several perfect fluid solutions in Newton gravity are tested.

Key words: eigenvalues, curvature tensor, gravitational field, Einstein equations, field of compact rotating bodies, GRT.

¹А.А. Мансурова, ^{1,2}Н.А. Бейсен, ³Э. Кэведо, ¹М.О. Алимкулова,
¹А. Муратхан, ¹А. Кашкеева, ²Д.А. Демисенова

¹Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.

²Тараз Мемлекеттік педагогикалық университеті, Қазақстан, Тараз қ.

³Мексика автономды университетінің ядролық ғылымдар институты, Мексика, Мехико қ.
 e-mail: Sila756@mail.ru

Астрофизикалық компакт объектілерінің ішкі және сыртқы кеңістік-уақытына арналған шарттарын сәйкестендіру

Аңдатпа. Осы жұмыста біз астрофизикалық компакт объектілері үшін Эйнштейн теңдеулерінің ішкі және сыртқы шешімдерін сәйкестендіру мәселесін зерттейміз. Біз Эйнштейннің ішкі есебінің шешімін оның сыртқы асимптотикалық жазық шешімімен сәйкестендірудегі минималды қашықтықты табу критерийін ұсынып отырмыз. Үйлесімді гипербеттердің орналасуы Риманның өзінен кері тепкіш гравитациясы қолданылған қисықтық тензорымен шектелген. Мұнда сәйкесінше гипербеттердегі қисықтың белгілі меншікті мәндерінің туындылары біртекті тегіс болатындай жағдайда S^3 сәйкестендіру критерийі ұсынылған. Біз S^3 -тің идеалды сұйықтыққа арналған сфералық симметриялы кеңістік-уақытқа сәйкестендіру әдісін қолданып, физикалық мәні бар шартқа қол жеткіздік: ол келісілген бетте тығыздық пен қысым өзара жойылып кететіндігін көрсетеді. Нәтижесінде симметрия өстерінде нақты бекітілген қысымның мәні мен сәйкестендіруді жүргізуге мүмкіндік беретін минималды радиусты табамыз. Осы нәтижелер ары қарай сыртқы және ішкі метрикалық функцияларды біртұтас сәйкестендіру үшін қолданылады. Сонымен қоса, осы жұмыста Ньютон гравитациясындағы бірнеше идеал сұйықтықтық шешімдер алынған.

Түйін сөздер: меншікті мәндер, қисықтық тензоры, гравитациялық өріс, Эйнштейн теңдеулері, шағын айналмалы денелердің өрісі, ЖСТ.

Введение

Общая теория относительности является теорией гравитационного взаимодействия и, в частности, должна описывать гравитационное поле релятивистских компактных объектов. В этом случае пространственно-временную составляющую можно разделить на две разные части: внутреннюю область, описываемую точным решением $g_{\mu\nu}$ уравнений Эйнштейна с физически обоснованным тензором энергии-импульса, и внешнюю область, которая соответствует точному вакуумному решению $g_{\mu\nu}$ [1-5]. Это означает, что пространство-временную составляющую M можно рассматривать как разделенное на две области $(M^-, g_{\mu\nu}^-)$ и $(M^+, g_{\mu\nu}^+)$ со специальной гиперповерхностью Σ , на которой эти две области должны быть сопоставлены [6-7]. В случае компактных объектов Σ следует отождествлять с поверхностью объекта, то есть это времени подобная гиперповерхность. Из этого следует, что на Σ должны быть применены определенные условия соответствия, чтобы пространство-временная составляющая была хорошо определена.

Наш подход основан на анализе поведения собственных значений кривизны. Существуют разные способы определения этих собственных

значений [8]. Наш метод заключается в использовании локальных метрик и дифференциальных форм. С физической точки зрения, локальная ортонормированная метрика является самым простым и наиболее естественным выбором для наблюдателя для выполнения локальных измерений времени [9], пространства и гравитации. Более того, после выбора локальной ортонормированной метрики, все величины относящиеся к этой системе отсчета, инвариантны относительно преобразований координат. Единственная степень свободы, остающаяся к выбору этой локальной области – это преобразование Лоренца [10].

Метод вычисления

В данных теоретических вычислениях мы использовали способ, использованный Картаном [11], чтобы исследовать общий вид тензора кривизны, который удовлетворяет уравнениям Эйнштейна с источником в виде идеальной жидкости. Кроме того, мы нашли общий вид собственных значений кривизны и вывели некоторые тождества, связанные с ними. Мы ограничились изучением сферически-симметричных решений, так что согласующая поверхность легко идентифицируется как сфера. Итак, выбираем ортонормальную метрику как:

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu \otimes dx^\nu = \eta_{ab} \vartheta^a \otimes \vartheta^b, \quad (1)$$

$c\eta_{ab} = \text{diag}(-1,1,1,1)$ и $\vartheta^a = e_\mu^a dx^\mu$. Во первых,

$$d\vartheta^a = -\omega_b^a \wedge \vartheta^b, \quad (2)$$

и во-вторых, уравнение Картана

$$\Omega_b^a = d\omega_b^a + \omega_c^a \wedge \omega_b^c = \frac{1}{2} R_{bcd}^a \vartheta^c \wedge \vartheta^d \quad (3)$$

позволяет нам вычислить компоненты тензора кривизны Римана в локальной ортонормированной системе отсчета. Тензор Римана можно представить симметричной матрицей $R_{AB} = R_{BA}$ 21 компонентой. Первое тождество Бианки $R_{a[bcd]} = 0$, которое в бивекторном представлении записывается как

$$R_{14} + R_{25} + R_{36} = 0, \quad (4)$$

и уменьшает количество независимых компонент до 20.

Уравнения Эйнштейна с космологической постоянной

$$R_{ab} - \frac{1}{2} R \eta_{ab} + \Lambda \eta_{ab} = k T_{ab},$$

$$R_{ab} = R_{abc}^c, \quad (5)$$

может быть записано явно в терминах компонент тензора кривизны в бивекторном представлении, в результате чего получается набор из десяти алгебраических уравнений, которые связывают компоненты R_{AB} . Это означает, что только десять компонент R_{AB} являются алгебраически независимыми, которые могут быть расположены в матрице кривизны 6×6 [12]. Это наиболее общая форма тензора кривизны, которая удовлетворяет уравнениям Эйнштейна с космологической постоянной и произвольным тензором энергии-импульса. Компоненты матриц, входящих в окончательный вид кривизны, оказываются особенно важными. Потому что матрица L не отслеживается в силу тождеств Бианки, как показано выше. Более того, для оставшихся матриц получаем

$$\text{Tr}(R_{AB}) = k \left(\frac{T}{2} + 2T_{00} \right). \quad (6)$$

Мы видим, что эти матрицы зависят только от компонент тензора энергии-импульса.

В случае вакуумных пространств-времен матрица кривизны космологической постоянной ($\Lambda = 0$) и вакуумных полей ($R_{ab} = 0$) уменьшается, а матрицы 3 и 3 L и M симметричны и не содержат компонентных матриц,

$$\text{Tr}(L) = 0, \text{Tr}(M) = 0. \quad (7)$$

Заметим, что соотношение $\text{Tr}(L) = 0$ в общем случае справедливо как следствие тождеств Бианки, тогда как $\text{Tr}(M) = 0$ выполняется только в случае предельного вакуума.

Для дальнейших вычислений мы также рассмотрим случай идеального тензора энергии-импульса жидкости с плотностью ρ и давлением p

$$T_{ab} = (\rho + p) u_a u_b + p \eta_{ab}, \quad (8)$$

где u_a – вектор скорости жидкости, которая для простоты всегда может быть выбрана в качестве скорости перемещения $u^a = (-1, 0, 0, 0)$. В случае решения уравнения идеальной жидкости, собственные значения кривизны связаны следующим образом:

$$\sum_{i=1}^6 \lambda_i = \frac{3k}{2} (\rho + p). \quad (9)$$

Эффекты отталкивающей гравитации были обнаружены в нескольких контекстах и в разных гравитационных полях [13–14]. В частности, отталкивающие эффекты были обнаружены в гравитационном поле вблизи черных дыр [15]. В литературе имеется несколько интуитивных определений отталкивающей гравитации, но только недавно в было предложено инвариантное определение с использованием собственных значений тензора кривизны. Идея состоит в том, чтобы использовать собственные значения для обнаружения областей гравитационного поля компактных объектов, где важны отталкивающие эффекты.

Радиус отталкивания определяется собственными значениями тензора внешней кривизны. Соответственно, минимальный совпадающий радиус совпадает с радиусом отталкивания. Физически это означает, что сопоставление S^3 предназначено для того, чтобы избежать наличия отталкивающей гравитации в

случае гравитационных компактных объектов. Поэтому мы можем рассматривать отталкивающую гравитацию как нефизическое явление на уровне компактных объектов, и мы предлагаем использовать процедуру согласования S^3 , чтобы избежать такой нефизической ситуации, охватывая отталкивающую область физическим внутренним решением.

Хорошо известно, что ньютоновская гравитация содержится в теории гравитации Эйнштейна как частный случай. В некотором смысле мы могли бы также сказать, что ньютоновская гравитация является простейшим нетривиальным частным случаем гравитации Эйнштейна. Поэтому разумно проверить соответствие S^3 в этом простом частном случае. Если окажется, что эта процедура не приводит к физически значимым результатам в предельном случае Ньютона, это будет означать провал метода. Тогда вероятность успеха в общей теории Эйнштейна была бы очень мала.

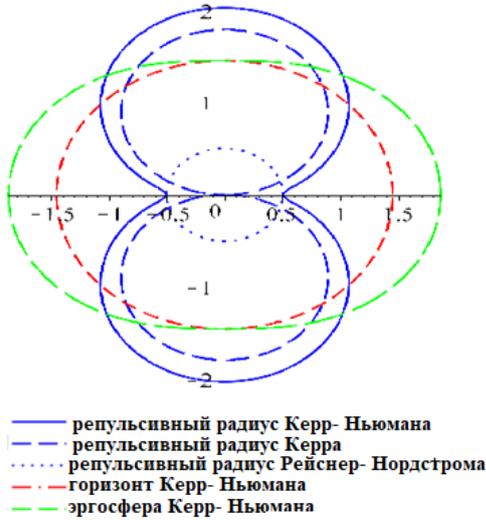


Рисунок 2 – Радиус отталкивания черных дыр с $M = 1$, $Q = 0,5$ и $a = 0,74$. Для сравнения также нанесен горизонт и эргосфера черной дыры Керра-Ньюмана

Рассмотрим линейный элемент для почти ньютоновской метрики в сферических координатах $x^{\alpha} = (t, r, \theta, \varphi)$

$$ds^2 = -(1 + 2\Phi)dt^2 + (1 - 2\Phi)(dr^2 + r^2d\theta^2 + r^2\sin^2\theta d\varphi^2) \quad (10)$$

где $\Phi \ll 1$ – ньютонов потенциал. В этой работе мы ограничимся изучением сферически-симметричных гравитационных конфигураций

и поэтому предполагаем, что Φ зависит только от r . Тогда, компоненты ортонормированной тетрады:

$$\vartheta^0 = \sqrt{1 + 2\Phi}dt, \quad \vartheta^1 = \sqrt{1 - 2\Phi}dr \quad (11)$$

$$\vartheta^2 = \sqrt{1 - 2\Phi}r d\theta, \quad \vartheta^3 = \sqrt{1 - 2\Phi}r \sin\theta d\varphi, \quad (12)$$

которые в приближении первого порядка приводят к 1-форме связности

$$\omega_1^0 = \Phi_r \vartheta^0, \quad \omega_3^2 = -\frac{1}{r}(1 + \Phi)\cot\theta \vartheta^3, \quad (13)$$

$$\omega_2^1 = -\frac{1}{r}(1 + \Phi - r\Phi_r)\vartheta^2, \quad (14)$$

$$\omega_3^1 = -\frac{1}{r}(1 + \Phi - r\Phi_r)\vartheta^3,$$

радиальную производную от Φ . Кроме того, единственные неисчезающие компоненты рисунка 2 кривизны 2 могут быть выражены до первого порядка в Φ как

$$\Omega_1^0 = -\Phi_{rr}\vartheta^0 \wedge \vartheta^1, \quad \Omega_2^0 = -\frac{1}{r}\Phi_r \vartheta^0 \wedge \vartheta^2, \quad (15)$$

$$\Omega_3^0 = -\frac{1}{r}\Phi_r \vartheta^0 \wedge \vartheta^3, \quad \Omega_3^2 = -\frac{2}{r}\Phi_r \vartheta^2 \wedge \vartheta^3, \quad (16)$$

$$\Omega_1^3 = \left(\Phi_{rr} + \frac{1}{r}\Phi_r\right)\vartheta^2 \wedge \vartheta^3, \quad (17)$$

$$\Omega_2^1 = \left(\Phi_{rr} + \frac{1}{r}\Phi_r\right)\vartheta^1 \wedge \vartheta^2,$$

Из этого следует, что единственными ненулевыми компонентами тензора кривизны являются

$$R_{0101} = R_{11} = \Phi_{rr}, \quad R_{0202} = R_{22} = R_{0303} = R_{33} = \frac{1}{r}\Phi_r \quad (18)$$

$$R_{2323} = R_{44} = \frac{2}{r}\Phi_r, \quad R_{3131} = R_{55} = R_{1212} = R_{66} = \Phi_{rr} + \frac{1}{r}\Phi_r \quad (19)$$

Следовательно, матрица кривизны R_{AB} диагональна с собственными значениями

$$\lambda_1 = \Phi_{rr}, \quad \lambda_2 = \lambda_3 = \frac{1}{r}\Phi_r \quad (20)$$

$$\lambda_4 = \frac{2}{r}\Phi_r, \quad \lambda_5 = \lambda_6 = \Phi_{rr} + \frac{1}{r}\Phi_r \quad (21)$$

которые удовлетворяют отношения

$$\sum_{i=1}^6 \lambda_i = 3 \left(\Phi_{rr} + \frac{2}{r} \Phi_r \right) = 3 \nabla^2 \Phi. \quad (22)$$

Затем мы приходим к выводу, что в ньютоновской гравитации собственное значение эквивалентно уравнению Пуассона, т.е.

$$\sum_{i=1}^6 \lambda_i = \frac{3k}{2} \rho \leftrightarrow \nabla^2 \Phi = \frac{k}{2} \rho. \quad (23)$$

Заключение

В этой работе предложен новый метод сопоставления двух пространств-времен в общей теории относительности. Предполагается, чтобы собственные значения кривизны внутренних и внешних решений были непрерывными по согласованной поверхности.

Мы протестировали процедуру согласования S^3 в случае сферически-симметричных пространств-времен идеальной жидкости. Примечательно, что наш метод приводит к совершенно общим результатам, независимо от какого-либо конкретного решения уравнений поля. В случае Ньютоновской гравитации мы

получаем, что плотность вещества гравитационного источника должна исчезать на согласующей поверхности. Этот результат в целом действителен, поскольку для его получения мы использовали, с одной стороны, уравнение Пуассона для внутреннего потенциала без указания какой-либо конкретной формы для плотности вещества. Следовательно, этот результат не зависит от уравнения состояния распределения сферической массы. С другой стороны, для сопоставления с внешней метрикой мы использовали Ньютоновской потенциал сферы, который описывается уникальным решением уравнения Лапласа. Это означает, что условие соответствия $S^3 c = 0$ на поверхности соответствия справедливо для любого сферический-симметричного поля в Ньютоновской гравитации. В этой работе мы ограничились изучением сферический-симметричных решений, так что согласующая поверхность легко идентифицируется как сфера. Тем не менее, можно применить метод согласования S^3 к случаю осесимметричных пространств-времен, которые являются более реалистичными в качестве моделей для описания гравитационного поля астрофизических компактных объектов.

Литература

- 1 Bičák J. Selected solutions of Einstein's field equations: their role in general relativity and astrophysics //Einstein's field equations and their physical implications. – Springer, Berlin, Heidelberg, 1999. – С. 1-126.
- 2 Chakraborty S., Parattu K., Padmanabhan T. Gravitational field equations near an arbitrary null surface expressed as a thermodynamic identity //Journal of High Energy Physics. – 2015. – Vol. 2015. – No.10. – P.97.
- 3 Heinicke C., Hehl F.W. Schwarzschild and Kerr solutions of Einstein's field equation: An Introduction //International Journal of Modern Physics D. – 2015. – Vol.24. – No. 02. – P.1530006.
- 4 Moradpour H., Salako I.G. Thermodynamic analysis of the static spherically symmetric field equations in Rastall theory //Advances in High Energy Physics. – 2016. – Vol.2016. – 3492796 (5p).
- 5 Hernandez-Pastora J.L., Herrera L., Martin J. Axially symmetric static sources of gravitational field //Classical and Quantum Gravity. – 2016. – Vol.33. – No.23. – P.235005.
- 6 Luongo O., Quevedo H. Characterizing repulsive gravity with curvature eigenvalues //Physical Review D. – 2014. – Vol.90. – No.8. – P.084032.
- 7 Ge X. H., Wang B. Quantum computational complexity, Einstein's equations and accelerated expansion of the Universe //Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. – 2018. – Vol.2018. – No.02. – P. 047.
- 8 Bekenstein J.D. Relativistic gravitation theory for the modified Newtonian dynamics paradigm //Physical Review D. – 2004. – Vol.70. – No.8. – P.083509.
- 9 Bovy J. galpy: A python Library for Galactic Dynamics //The Astrophysical Journal Supplement Series. – 2015. – Vol.216. – No.2. – P.29.
- 10 Gödel K. An example of a new type of cosmological solutions of Einstein's field equations of gravitation //Reviews of modern physics. – 1949. – Vol.21. – No.3. – P.447.
- 11 Ovalle J., Linares F. Tolman IV solution in the Randall-Sundrumbraneworld //Physical Review D. – 2013. – Vol.88. – No.10. – P.104026.
- 12 Cianci R., Mauro Francaviglia, and I. Volovich. Variational calculus and Poincaré-Cartan formalism on supermanifolds // J of Physics A: Mathematical and General. – 1995. – Vol. 28.3. – P.723.
- 13 Gutiérrez-Piñeres A.C., Quevedo H. S^3 matching for asymptotically flat spacetimes //Classical and Quantum Gravity. – 2019. – Vol.36. – No.13. – P.135003.
- 14 Deser S., Ryzhov A.V. Curvature invariants of static spherically symmetric geometries //Classical and Quantum Gravity. – 2005. – Vol.22. – No.16. – P.3315.
- 15 Pugliese D., Quevedo H., Ruffini R. Circular motion of neutral test particles in Reissner-Nordström spacetime //Physical Review D. – 2011. – Vol.83. – No.2. – P.024021.

References

- 1 Bičák, Jiří, Selected solutions of Einstein's field equations: their role in general relativity and astrophysics. Einstein's field equations and their physical implications,(Springer, Berlin, Heidelberg, 1999),p. 1-126.
- 2 S. Chakraborty, K. Parattu, and T. Padmanabhan, J of High Energy Phys, 2015 (10), 97(2015).
- 3 C. Heinicke and W.H. Friedrich, Intern J of Modern Physics D, 24 (02),1530006(2015).
- 4 H. Moradpour and G.S. Ines, Advances in High Energy Physics, 2016, 3492796 (2016).
- 5 J.L.Hernandez-Pastora, L. Herrera, and J. Martin, Classical and Quantum Gravity, 33 (23), 235005(2016).
- 6 O. Luongo and H. Quevedo, Phys. Rev. D, 90 (8), 084032 (2014).
- 7 Ge Xian-Hui, and Bin Wang, J of Cosmology and Astroparticle Phys., 2018 (02), 047 (2018).
- 8 J.D. Bekenstein, Phys. Rev. D, 70 (8), 083509 (2004).
- 9 Jo Bovy, The Astrophysical Journal Supplement Series, 216 (2), 29 (2015).
- 10 Gödel, Kurt, Reviews of modern physics, 21 (3), 447 (1949).
- 11 J.Ovalle and F. Linares, Phys. Rev. D, 88 (10), 104026 (2013).
- 12 R.Cianci, M. Francaviglia, and I. Volovich, J of Physics A: Mathematical and General, 28 (3), 723 (1995).
- 13 Gutiérrez-Piñeres, Antonio C., and H. Quevedo, Classical and Quantum Gravity, 36 (13), 135003 (2019).
- 14 Deser, Stanley, and A.V. Ryzhov, Classical and Quantum Gravity, 22(16), 3315(2005).
- 15 D. Pugliese, H. Quevedo, and R. Ruffini, Phys. Rev. D, 83(2), 024021(2011).

¹A.A. Zhadyranova and ²Zh.R. Myrzakul

¹Department of General & Theoretical Physics, Eurasian National University,
Kazakhstan, Nur-Sultan, e-mail: a.a.zhadyranova@gmail.com

²Department of Mathematics, Nazarbayev University,
Kazakhstan, Nur-Sultan, e-mail: zmyrzakul@nu.edu.kz

SOLITON SURFACE ASSOCIATED WITH THE EQUATION OF ASSOCIATIVITY FOR $n = 3$ CASE WITH AN METRIC $\eta \neq 0$

Abstract. The Witten–Dijkgraaf–Verlinde–Verlinde (WDVV) equations, also called the associativity equations, is a system of nonlinear partial differential equations for one function, depending on a finite number of variables. The WDVV equations were introduced a few decades ago in the context of two-dimensional topological field theories. The task of giving the associativity equations a geometric interpretation has two complementary aspects. On one side, can write these equations in a form that does not depend on the choice of the coordinates. On the other side, one must demand that the geometrical structure should be capable to select a class of a priori related coordinates. The coordinate selection rule is important in the geometrization of the associativity equations. In this paper, we consider the soliton surface of the associativity equation. The equation of associativity originated from 2D topological field theory. 2D topological field theory represent the matter sector of topological string theory. These theories covariant before coupling to gravity due to the presence of a nilpotent symmetry and are therefore often referred to as cohomological field theories. The surface is constructed using Sym-Tafel formula, which is a connection between classical manifold geometry and soliton theory. The Sym-Tafel formula reconstructs a surface from knowledge of its fundamental forms, combines integrable nonlinearities, and allows the application of soliton theory methods to geometric problems. The soliton surfaces approach is necessary in the construction of so-called integrable geometries. Any class of soliton surfaces is integrable. Geometric objects associated with the surfaces of the solitons can usually be identified with the solutions to the strings. Thus in this work soliton surfaces for the associativity equation for $n = 3$ case with an metric $\eta_{11} \neq 0$ are considered, and first and second fundamental forms of soliton surfaces are found for this case. In addition, we study an area of surfaces for the associativity equation for $n = 3$ case with an metric $\eta_{11} \neq 0$.

Key words: the equation of associativity, nonlinear equation, the Lax pair, first and second fundamental forms, soliton surfaces, area of surfaces.

¹A.A. Жадыранова, ²Ж.Р. Мырзақұл

¹Жалпы және теориялық физика кафедрасы, Еуразия ұлттық университеті,
Қазақстан, Нұр-Сұлтан қ., e-mail: a.a.zhadyranova@gmail.com

²Математика департаменті, Назарбаев университеті,
Қазақстан, Нұр-Сұлтан қ., e-mail: zmyrzakul@nu.edu.kz

Ассоциация теңдеуімен байланысты $\eta \neq 0$ метрикасымен $n = 3$ жағдайда солитон беті

Аңдатпа. Виттен-Дижкграф-Е. Верлинде-Г. Верлинде (WDVV) теңдеулері, сондай-ақ ассоциативтілік теңдеулері деп аталатын, сызықтық емес жүйені айнымалылардың соңғы санына тәуелділігіне байланысты бір функция үшін жеке туындыдағы сызықты емес теңдеулер жүйесі болып табылады. WDVV теңдеулері бірнеше он жыл бұрын өріс теорияларының екі өлшемді топологиялық контекстінде енгізілді. Геометриялық интерпретацияның өзара толықтыратын екі аспектісі бар. Бір жағынан, бұл теңдеулерді координаттарды таңдауға байланысты емес түрде жазуға болады. Екінші жағынан, геометриялық құрылым аффинды-байланысқан координаттар класын таңдауға қабілетті болуын талап ету қажет. Координаттарды таңдау ережесі ассоциативті теңдеулерді геометриялауда маңызды рөл атқарады. Осы жұмыста ассоциативтілік теңдеуінің солитон беті қарастырылады. Ассоциативтілік теңдеуі өрістің 2D топологиялық теориясынан пайда болды. 2D топологиялық өріс теориясы ішектердің топологиялық теориясының материалдық секторы болып табылады. Бұл теориялар нильпотентті симметрияның болуына байланысты гравитациямен байланыстыру алдында ковариантты және сондықтан жиі өрістің когомологиялық теориялары деп аталады. Сан алуантүрлілі беттің

классикалық геометриясы мен солитондар теориясының арасындағы байланыс болып табылатын Сим-Тафель формуласын қолдану арқылы құрылған. Сим-Тафель деп аталатын формула беттің іргелі формаларын білуден оның айқын қалпына келтіруін жеңілдетеді, әртүрлі интегралданбайтын бейсызықтықтарды біріктіреді және солитондар теориясының әдістерін геометриялық есептерге қолдануға мүмкіндік береді. Интегралданатын деп аталатын геометрияны құруда солитондық беттер әдісі өте пайдалы болады. Кез келген солитондық беттер класы интегралданады. Солитондық беттермен байланысқан геометриялық нысандарды ішектердің шешімдерімен анықтауға болады. Сонымен, осы мақалада $\eta_{11} \neq 0$ метрикасымен $n = 3$ жағдайы үшін WDVV теңдеуінің солитондық беттерін қарастырамыз, сонымен қатар осы жағдай үшін солитондық беттердің бірінші және екінші іргелі формалары табылған. Сонымен қатар, $\eta_{11} \neq 0$ метрикасымен $n = 3$ жағдайындағы WDVV теңдеуі үшін беттің ауданы табылған.

Түйін сөздер: ассоциативтік теңдеуі, бейсызық теңдеу, Лакс жұбы, бірінші және екінші іргелі пішінедр, солитон беті, беттің ауданы.

¹А.А. Жадыранова, ²Ж.Р. Мырзакул

¹Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева,
Казахстан, г. Нур-Султан, e-mail: a.zhadyranova@gmail.com

²Департамент математики, Назарбаев университет,
Казахстан, г. Нур-Султан, e-mail: zmyrzakul@nu.edu.kz

Солитонная поверхность, связанная с уравнением ассоциативности для случая $n = 3$ с $\eta \neq 0$ метрикой

Аннотация. Уравнения Виттен-Дижкграф-Е. Верлинде-Г.Верлинде (WDVV), также называемые уравнениями ассоциативности, представляют собой систему нелинейных уравнений в частных производных для одной функции, зависящей от конечного числа переменных. Уравнения WDVV были введены несколько десятилетий назад в контексте двумерных топологических теорий поля. Задача придания уравнениям ассоциативности геометрической интерпретации имеет два взаимодополняющих аспекта. С одной стороны, можно записать эти уравнения в виде, не зависящем от выбора координат. С другой стороны, необходимо требовать, чтобы геометрическая структура была способна выбирать класс аффинно-связанных координат. Правило выбора координат играет важную роль в геометризации уравнений ассоциативности. В настоящей работе рассматривается поверхность солитона уравнения ассоциативности. Уравнение ассоциативности возникло из 2D топологической теории поля. 2D топологическая теория поля представляет собой материальный сектор топологической теории струн. Эти теории ковариантны перед связыванием с гравитацией из-за наличия нильпотентной симметрии и поэтому часто называются когомологическими теориями поля. Поверхность построена с использованием формулы Сима-Тафеля, которая является связью между классической геометрией многообразия и теорией солитонов. Формула сим-Тафеля восстанавливает поверхность из знания ее фундаментальных форм, объединяет интегрируемые нелинейности и позволяет применять методы теории солитонов к геометрическим задачам. Подход солитонных поверхностей необходим при построении так называемых интегрируемых геометрий. Любой класс солитонных поверхностей интегрируется. Геометрические объекты, связанные с поверхностями солитонов, обычно можно отождествить с решениями струн. Таким образом, в данной работе рассматриваются солитонные поверхности уравнения ассоциативности для случая $n = 3$ с $\eta_{11} \neq 0$ метрикой, а также найдены первая и вторая фундаментальные формы солитонных поверхностей для данного случая. Кроме того, найдена площадь поверхностей для уравнения ассоциативности для случая $n = 3$ с $\eta_{11} \neq 0$ метрикой.

Ключевые слова: уравнение ассоциативности, нелинейное уравнение, пара Лакса, первая и вторая фундаментальная формы, поверхность солитона, площадь поверхности.

Introduction

The WDVV relation for genus 0 Gromov-Witten (GW) invariants completely solves the classical problem of enumerating complex rational curves in the complex projective space \mathbf{P}_n [1]. For genus-0 GW-theory, the associativity of

quantum cohomology, which is equivalent to WDVV equation, led to Kontsevich's solution to the classical problem of counting degree d rational curves passing through $3d - 1$ general points in \mathbf{P}_2 [2]. A system of PDE, called open WDVV, that constrains the bulkdeformed superpotential and associated open GW invariants of a

Lagrangiansubmanifold $L \subset X$ with a bounding chain [3]. In this paper we shall consider so-called nonlinear partial differential equations of associativity in 2D topological field theories (see [4, 5, 6, 7]) and give their description as integrable nondiagonalizable weakly nonlinear systems of hydrodynamic type. For systems of this type corresponding general differential geometric theory of integrability connected with Poisson structures of hydrodynamic type can be developed. For an arbitrary solution of the open WDVV equations, satisfying a certain homogeneity condition, constructed a descendent potential in genus 0 [8]. For any mechanics, given by the metric and the third order Codazzi tensor, it is possible to obtain the superfield Lagrangian [9] by solving a simple differential equation. Universal algebraic structure, closely related with that of the WDVV equation, govern quantum correlation functions of every quantum field theory [10]. Topological approach provides a general framework for lifting relations via morphisms between not necessarily orientable spaces [11]. For isotropic (so(n)-invariant) spaces provided admissible prepotentials for any solution to the curved WDVV equations [12]. For every flat-space WDVV solution subject to a simple constraint provided a curved-space solution on any isotropic space, in terms of the rotationally invariant conformal factor of the metric [13]. Flat structure was introduced by K. Saito and his collaborators at the end of 1970's. Independently the WDVV equation arose from the 2D topological field theory. B. Dubrovin unified these two notions as Frobenius manifold structure [14]. The concepts of Frobenius manifold and Lenard complex must be strictly related. They provides two ways of looking at the same object from different perspectives and by using different geometrical structures [15]. In paper [16] compared two different geometrical interpretations of the WDVV equations of 2D topological field theory. The first is the classical interpretation proposed by Boris Dubrovin, based on the concept of Frobenius manifold. The second is a novel interpretation, based on the concept of Lenard complex on a Haantjes manifold. In paper [17], determined correlators of topological quantum field theories and provided explicit solutions to the WDVV equations.

We remind very briefly following Dubrovin [4] the basic mathematical concepts connected with the Witten-Dijkgraaf-E.Verlinde-H.Verlinde (WDVV) system arising originally in two-dimensional topological field theories [4, 5] and its relations with

the Dubrovin type equations of associativity. The WDVV equations, in general, have the following form [4, 18]:

$$\frac{\partial^3 F}{\partial t^i \partial t^j \partial t^p} \eta^{pq} \frac{\partial^3 F}{\partial t^q \partial t^k \partial t^r} = \frac{\partial^3 F}{\partial t^j \partial t^k \partial t^p} \eta^{pq} \frac{\partial^3 F}{\partial t^i \partial t^q \partial t^r},$$

$$\forall i, j, k, r \in \{1, \dots, n\},$$

where F is a prepotential, η is a metric.

Consider a function $F(t)$, $t = (t^1, \dots, t^n)$ such that the following three conditions are satisfied for its third derivatives denoted as [4, 5]

$$c_{\alpha\beta\gamma}(t) = \frac{\partial^3 F(t)}{\partial t^\alpha \partial t^\beta \partial t^\gamma}$$

1) normalization, i.e.,

$$\eta_{\alpha\beta} = c_{1\alpha\beta}(t)$$

is a constant nondegenerate matrix;

2) associativity, i.e., the functions

$$c_{\alpha\beta}^\gamma(t) = \eta^{\gamma\epsilon} c_{\epsilon\alpha\beta}(t)$$

for any t define a structure of an associative algebra A_t in the n-dimensional space with a basis e_1, \dots, e_n :

$$e_\alpha \cdot e_\beta = c_{\alpha\beta}^\gamma(t) e_\gamma.$$

3) $F(t)$ must be a quasihomogeneous function of its variables:

$$F(c^d_1 t^1, \dots, c^d_n t^n) = c^d F(t^1, \dots, t^n)$$

for any nonzero c and for some numbers d_1, \dots, d_n, d_F .

The resulting system of equations for $F(t)$ is called the Witten-Dijkgraaf-E.Verlinde-H.Verlinde (WDVV) system [6, 7] (see also [4, 5]). It was

shown by Dubrovin [4] that solutions of the WDVV system can be reduced by a linear change of coordinates to two special types:

(1) in physically the most important case

$$F(t) = 12(t^1)^2 t^n + 12t^1 \sum_{\alpha=2}^{n-1} t^\alpha t^{n-\alpha+1} + f(t^2, \dots, t^n)$$

for some function $f(t^2, \dots, t^n)$.

(2) in some special case

$$F(t) = 16(t^1)^3 + 12t^1 \sum_{\alpha=1}^{n-1} t^\alpha t^{n-\alpha+1} + f(t^2, \dots, t^n).$$

In this work we consider the WDVV equations for $n=3$ case with an metric such that $\eta_{11} \neq 0$

$$\eta = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Soliton surfaces for equation of associativity for $n=3$ case with an metric $\eta \neq 0$

For $n=3$ case with an metric such that $\eta_{11} \neq 0$, the dependence of the function F on the fixed variable t^1 was found by Dubrovin [19, 20] which is

$$F = \frac{1}{6}(t^1)^3 + t^1 t^2 t^3 + f(t^2, t^3). \quad (1)$$

For this case the equation of associativity reduces to the following nonlinear equation of the third order for a function $f = f(x, t)$ of two independent variables ($x = t^2, t = t^3$):

$$f_{xxx} f_{ttt} - f_{xxt} f_{xtt} = 1, \quad (2)$$

Let us introduce new variables a, b, c as follows [20, 21]:

$$a = f_{xxx}, \quad b = f_{xxt}, \quad c = f_{xtt}. \quad (3)$$

In the above variables the equation (2) can be

rewritten as a system of three equations in the following way:

$$\begin{cases} a_t = b_x, \\ b_t = c_x, \\ c_t = \left(\frac{(1+bc)}{a} \right)_x \end{cases} \quad (4)$$

In the following sections we work with the system (4).

First fundamental form of a surface

The corresponding Lax pair for the WDVV equation for $n=3$ case to the system (4) is given by

$$\Phi_x = U\Phi \quad (5)$$

$$\Phi_t = V\Phi \quad (6)$$

where $U = \lambda A$ and $V = \lambda B$. Here A and B matrices defined as follows [20, 21]:

$$A = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & b & a \\ 1 & c & b \end{pmatrix}, \quad B = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 1 & c & b \\ 0 & \frac{(1+bc)}{a} & c \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Geometrical objects associated with soliton surfaces (tangent vectors, normal vectors, foliations by curves etc.) usually can be identified with solutions to some nonlinear models [22, 23]. The scalar square of the total differential dr of the radius-vector of the current point of a surface is called the first fundamental form I of the surface [24]:

$$I = dr^2, \quad (8)$$

In expanded form, it is recorded as

$$I = r_x^2 dx^2 + 2r_x r_t dx dt + r_t^2 dt^2, \quad (9)$$

where x and t are the curvatures.

To construct the surface, we now use the Sym-Tafel formula [25]. It has the form

$$r = \Phi^{-1} \Phi_\lambda, \quad (10)$$

where $r = \sum r_j \sigma_j$ is the matrix form of the position vector of the surface, Φ is a solution of the equations (5)-(6). We have

$$\begin{aligned} r_x &= \Phi^{-1} U_\lambda \Phi, \\ r_t &= \Phi^{-1} V_\lambda \Phi. \end{aligned} \quad (11)$$

In terms of the Lax representation, equation (Ошибка! Источник ссылки не найден.) will be rewritten as follows:

$$I = \frac{1}{2} \left(\text{tr}(U_\lambda^2) dx^2 + 2\text{tr}(U_\lambda V_\lambda) dxdt + \text{tr}(V_\lambda^2) dt^2 \right). \quad (12)$$

$$I = -\frac{1}{2} \left[2(b^2 + ac) dx^2 + (3 + 4bc) dxdt + 2 \left(c^2 + \frac{(b + b^2 c)}{a} \right) dt^2 \right]. \quad (16)$$

Second fundamental form of a surface

The scalar product of the total differential of the second order $d^2 r$ of the radius-vector r of the current point of a surface by the orbit of the normal n at this point is called the second quadratic form of the surface [24]:

$$II = -dn \cdot dr, \quad (17)$$

where

$$n = \frac{r_x \wedge r_t}{|r_x \wedge r_t|}.$$

In an expanded form, it is recorded as

$$II = b_{11} dx^2 + 2b_{12} dxdt + b_{22} dt^2, \quad (18)$$

where the coefficients b_{11} , b_{12} and b_{22} are given as

$$b_{11} = r_{xx} \cdot n, \quad (19)$$

$$b_{12} = r_{xt} \cdot n, \quad (20)$$

We now turn to finding the first fundamental form of soliton surface for the WDVV equation for $n = 3$ case to the system (4)

$$\text{tr}(U_\lambda^2) = 2(b^2 + ac), \quad (13)$$

$$\text{tr}(U_\lambda V_\lambda) = 3 + 4bc, \quad (14)$$

$$\text{tr}(V_\lambda^2) = 2 \left(c^2 + \frac{(b + b^2 c)}{a} \right) \quad (15)$$

Substituting equations (13)-(15) into equation (12) we have the first fundamental form of soliton surface for the WDVV equation to the system (4)

$$b_{22} = r_{tt} \cdot n, \quad (21)$$

or

$$b_{11} = \frac{1}{2} \text{tr}(r_{xx} n), \quad (22)$$

$$b_{12} = \frac{1}{2} \text{tr}(r_{xt} n), \quad (23)$$

$$b_{22} = \frac{1}{2} \text{tr}(r_{tt} n), \quad (24)$$

where

$$r_{xx} = \Phi^{-1} (U_{\lambda x} + [U_\lambda, U]) \Phi,$$

$$r_{xt} = \Phi^{-1} (U_{\lambda t} + [U_\lambda, V]) \Phi,$$

$$r_{tt} = \Phi^{-1} (V_{\lambda t} + [V_\lambda, V]) \Phi$$

The normal vector n is given by

$$n = \pm \frac{\Phi^{-1} [U_\lambda, V_\lambda] \Phi}{\sqrt{\frac{1}{2} \text{tr}([U_\lambda, V_\lambda]^2)}}.$$

Thus, the equation (19)-(21) is written as follows

$$b_{11} = \frac{1}{2} \frac{\text{tr}((U_{\lambda x} + [U_{\lambda}, U])[U_{\lambda}, V_{\lambda}])}{\sqrt{\frac{1}{2} \text{tr}([U_{\lambda}, V_{\lambda}]^2)},$$

$$b_{12} = \frac{1}{2} \frac{\text{tr}((U_{\lambda t} + [U_{\lambda}, V])[U_{\lambda}, V_{\lambda}])}{\sqrt{\frac{1}{2} \text{tr}([U_{\lambda}, V_{\lambda}]^2)},$$

$$b_{22} = \frac{1}{2} \frac{\text{tr}((V_{\lambda t} + [V_{\lambda}, V])[U_{\lambda}, V_{\lambda}])}{\sqrt{\frac{1}{2} \text{tr}([U_{\lambda}, V_{\lambda}]^2)},$$

Using equation (7) we obtain that $[A, B] = 0$. So, we have that $n = 0$ and the second fundamental form of a soliton surface for the WDVV equation to the system (4) is

$$II = 0.$$

Area of surfaces for equation of associativity for $n = 3$ case with an metric $\eta \neq 0$

In this section we consider the area of surfaces for the WDVV equation for $n = 3$ to the system (4). Area of surfaces is evaluated by

$$S = \iint \sqrt{\frac{1}{2} \text{tr}(\{U_{\lambda x} + [U_{\lambda}, U]\}^2)} dx dt, \quad (25)$$

where the matrix A is defined as in equation (7). So, that $[U_{\lambda}, U] = 0$, we have

$$(U_{\lambda x})^2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & b_x^2 + a_x c_x & 2a_x b_x \\ 0 & 2b_x c_x & b_x^2 + a_x c_x \end{pmatrix}.$$

Area of surfaces (25) for the WDVV equation to the system (4) is given by

$$S = \iint \sqrt{\frac{1}{2} (2b_x^2 + 2a_x c_x)} dx dt = \iint \sqrt{b_x^2 + a_x c_x} dx dt.$$

Conclusions

In this work we considered the equation of associativity for $n = 3$ case with an metric $\eta_{11} \neq 0$. Soliton surfaces for the equation of associativity equations for $n = 3$ cases with an metric $\eta_{11} \neq 0$ was obtained. Area of surfaces for the equation of associativity for $n = 3$ cases with an metric $\eta_{11} \neq 0$ was investigated.

References

- 1 Chen X. and Zinger A. WDVV-type relations for Disk Gromov-Witten invariants in dimension 6 // [arXiv:1904.04254]. - 2019.
- 2 Fan H. and Wu L. WDVV Equation and its application to relative Gromov-Witten theory // [arXiv:1902.05739]. - 2019.
- 3 Solomon J. and Tukachinsky S. Relative quantum cohomology // [arXiv:1906.04795]. - 2019.
- 4 Dubrovin B.A., Geometry of 2D topological field theories // Springer Lecture Notes in Math. - 1996. - Vol.1620. - P.120-348.
- 5 Dubrovin B.A. Integrable systems in topological field theory // Nucl. Physics B. - 1992. - Vol.379. - P.627-689.
- 6 Witten E. On the structure of the topological phase of two-dimensional gravity // Nucl. Physics B. - 1990. - Vol.340. - P.281-332.
- 7 Dijkgraaf R., Verlinde E. and Verlinde H. Topological strings in $d < 1$ // Nucl. Physics B. - 1991. - Vol.352. - P.59-86; Notes on topological string theory and 2D quantum gravity, Preprint PUPT-1217, IASSNS-HEP-90/80, November, 1990.
- 8 Buryak A. and Basaliev A. Open WDVV equations and Virasoro constraints // [arXiv: 1901.10393]. - 2019.
- 9 Kozyrev N. The curved WDVV equations and superfields // Journal of Physics: Conf. Series. - 2019. - Vol.1194, No.1. - P. 012061.
- 10 Park J-S Homotopical computations in quantum fields theory // [arXiv:1810.09100]. - 2018.
- 11 Chen X. Steenrod Pseudocycles, Lifted Cobordisms, and Solomon's Relations for Welschinger's Invariants // [arXiv: 1809.08919]. - 2019.
- 12 Kozyrev N., Krivonos S., Lechtenfeld O. and Sutulin A. SU(2|1) supersymmetric mechanics on curved spaces // Journal of High Energy Physics. - 2018. - Vol.2018. - 175.
- 13 Kozyrev N., Krivonos S., Lechtenfeld O., Nersisyan A. and Sutulin A. Curved Witten-Dijkgraaf-Verlinde-Verlinde equation and $N = 4$ mechanics // Phys. Rev. D. - 2017. - Vol.96. - 101702.
- 14 Kato M., Mano T. and Sekiguchi J. Flat structure on the space of isomonodromic deformations // [https://arxiv.org/abs/1511.01608v5] - June 20, 2018.

- 15 Magri F. Haantjes Manifolds and Veselov Systems // *Theoretical and Mathematical Physics*. – 2016. – Vol.189. – P.486–1499.
- 16 Magri F. WDVV Equations // *IL Nuovo Cimento*. – 2015. – Vol.38 C. – P.166
- 17 Li S. and Troost J. Twisted massive non-compact models // *Journal of High Energy Physics*. – 2018. – Vol.2018. – 166.
- 18 Ian AB Strachan and Richard Stedman. Generalized Legendre Transformations And Symmetries Of The WDVV Equations // *J. Phys. A: Math. Theor.* – 2017. – Vol.50. – 095202 (17pp).
- 19 Mokhov O.I., Realization of Frobenius manifolds as submanifolds in pseudo-Euclidean spaces // [arXiv:0911.4212].
- 20 Mokhov O.I., Ferapontov Y.V., The associativity equations for two-dimensional topological field theory as integrable hamiltonian non-diagonalizable systems of hydrodynamic type // *Functional analysis and its applications*. – 1996. – Vol.30 (3). – P.62-72.
- 21 Mokhov O.I. Symplectic and poisson geometry on loop spaces of manifolds and nonlinear equations // *Translations of the American Mathematical Society-Series 2*. – 1995. – Vol.170. – P.121-152.
- 22 Sym A. Soliton Surfaces II // *Lett. Nuovo Cimento*. – 1983. – Vol.36. – P.307-312.
- 23 Sym A. Soliton Surfaces and their Applications in Geometrical Aspects of the Einstein Equations and Integrable Systems // *Lecture Notes in Physics*, ed. Martini R, Springer- Berlin. – 1985. Vol. 239. – P.154-231.
- 24 Cieslinski J. The Darboux-Bianchi-Backlund transformation and soliton surfaces // [arXiv:1303.5472]
- 25 Sym A., Soliton Surfaces // *Lett. Nuovo Cimento*. – 1982. – Vol.33. – P.394-400.

References

- 1 X.Chen A. and Zinger, [arXiv:1904.04254]. (2019).
- 2 H.Fan and L.Wu, [arXiv:1902.05739]. (2019).
- 3 J.Solomon and S.Tukachinsky, [arXiv:1906.04795]. (2019).
- 4 B.A.Dubrovin, Springer Lecture Notes in Math. 1620, 120-348 (1996).
- 5 B.A.Dubrovin, Nucl. Physics B, 627-689 (1992).
- 6 E.Witten, Nucl. Physics B, 340, 281-332(1990).
- 7 R.Dijkgraaf, E.Verlinde and H.Verlinde, Nucl. Physics B, 352, 59-86 (1991).
- 8 A. Buryak and A. Basalaev [arXiv: 1901.10393]. (2019).
- 9 N. Kozyrev, Journal of Physics: Conf. Series 1194 (2019).
- 10 J.-S.Park, [arXiv:1810.09100] (2018).
- 11 X.Chen, [arXiv: 1809.08919] (2019).
- 12 N.Kozyrev, S.Krivosos, O. Lechtenfeld and A.Sutulin, Journal of High Energy Physics, 2018,175 (2018).
- 13 N. Kozyrev, S. Krivososa, O. Lechtenfeld, A. Nersessian and A. Sutulin, Phys. Rev. D 96, 101702 (2017)
- 14 M. Kato, T. Mano and J. Sekiguchi, <https://arxiv.org/abs/1511.01608v5> (2018).
- 15 F. Magri, *Theoretical and Mathematical Physics*, 189, 486–1499 (2016).
- 16 F. Magri, *IL Nuovo Cimento* 38 C, 166 (2015).
- 17 S.Li and J.Troost Twisted massive non-compact models JHEP07, 166 (2018).
- 18 A, B, Ian Strachan and R, Stedman, *J. Phys. A: Math. Theor.* 50 095202 (17pp)(2017).
- 19 O.I.Mokhov, arXiv:0911.4212.
- 20 O.I.Mokhov, Y.V.Ferapontov, *Functional analysis and its applications*, 30 (3), 62-72 (1996).
- 21 O.I. Mokhov *Translations of the American Mathematical Society-Series 2*, 170, 121-152 (1995).
- 22 A.Sym, Soliton Surfaces II, *Lett. Nuovo Cimento* 36, 307-312 (1983).
- 23 A.Sym, *Lecture Notes in Physics* Vol. 239, ed. Martini R, Springer- Berlin, 154-231 (1985).
- 24 J. Cieslinski, *Proceedings of First Non-Orthodox School on Nonlinearity and Geometry*, pp. 81-107 (1998).
- 25 A. Sym, *Lett. Nuovo Cimento* 33, 394-400 (1982).

2-бөлім
**КОНДЕНСИРЛЕНГЕН КҮЙ ФИЗИКАСЫ
ЖӘНЕ МАТЕРИАЛТАНУ ПРОБЛЕМАЛАРЫ.
НАНОҒЫЛЫМ**

Section 2
**CONDENSED MATTER PHYSICS AND
MATERIALS SCIENCE PROBLEMS.
NANOSCIENCE**

Раздел 2
**ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ
И ПРОБЛЕМЫ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЯ.
НАНОНАУКА**

^{1,2}M.T. Gabdullin , ³D.V. Schur, ¹D.V. Ismailov ,
¹D.S. Kerimbekov, ¹Zh.E. Ayaganov ,
¹D.G. Batryshev , ⁴D. Ciuparu

¹National Nanotechnology Laboratory of the open type, Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty

²Kazakh-British Technical University, Kazakhstan, Almaty

³Institute of Problems of Materials Science after I.N. Frantsevich NAS of Ukraine, Ukraine, Kiev

⁴Petroleum – Gas University of Ploiesti, Ploiești, Romania e-mail: ismailov_daniyar_v@bk.ru

SOLUBILITY OF FULLERITE IN AROMATIC AND OTHER MEDIA

Abstract. In this paper, calculated the solubility of fullerite in order to clarify the features of the temperature dependence in the process. This takes into account the implementation in different temperature ranges of the crystalline structures of fullerite formed by fullerene molecules of various modifications. Experimental studies of solutions of fullerene molecules in various organic media made it possible to establish the features of the temperature dependence of the solubility of fullerite C₆₀. Instead of the expected increase in solubility with increasing temperature, the extremes of its temperature dependence with a maximum at room temperature were revealed, the endothermicity of the dissolution process was established. The anomalies of the temperature dependence of the solubility of fullerenes C₆₀ in organic matrices are due to a change in the structure of bonds in the framework of fullerene molecules, which, in turn, affect the structure of solid-phase fullerite. More accurate results using the formulas obtained can be calculated if the true values of the energy parameters are known from independent experiments. However, it can be assumed that the nature of the revealed patterns will remain.

Key words: materials, molecule, fullerite, Face Centered Cubic (FCC), Body-Centered Cubic (BCC), Simple Cubic (SP).

^{1,2}М.Т. Ғабдуллин, ³Д.В. Щур, ¹Д.В. Исмаилов, ¹Д.С. Керімбеков,
¹Ж.Е. Аяғанов, ¹Д.Г. Батрышев, ⁴Д. Чиупару

¹Ашық түрдегі ұлттық нанотехнологиялық зертхана, әл-Фараби атындағы
Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.

²Қазақстан-Британ техникалық университеті, Қазақстан, Алматы қ.

³И.Н. Францевич атындағы материалтану мәселелері институты, Украина, Киев қ.

⁴Плоешти мұнай-газ университеті, Румыния, Плоешти қ., e-mail: ismailov_daniyar_v@bk.ru

Хош иісті және басқа ортадағы фуллериттің ерігіштігі

Аңдатпа. Бұл жұмыста осы процеске температураның тәуелділік ерекшелігін анықтау мақсатында фуллереннің ерігіштігі есептелген. Онымен қоса, әртүрлі температура интервалында кристалл құрылымды, әртүрлі модификациядағы фуллерен молекулаларының жасалуы, фуллериттің пайда болуы есепке алынды. Әртүрлі органикалық орталардағы фуллерен молекулаларының ерітіндісінің эксперименттік зерттелуі фуллерит C₆₀ ерігіштігінің температуралық тәуелділігін анықтауға мүмкіндік берді. Температура жоғарылаған сайын ерігіштіктің жоғарылауы болжанған болатын, оның орнына бөлме температурасындағы максимум экстремалды температуралық тәуелділік анықталды. Органикалық матрицаларда C₆₀ фуллерен ерігіштігінің температураға тәуелді болу ауытқуының себебі – фуллерен молекуласы қаңқасындағы байланыстардың құрылымдарының өзгеруі, олар өз кезегінде қатты фазалы фуллерит құрылымына әсер етеді. Егер энергия параметрлерінің тәуелсіз мәндері тәуелсіз эксперименттерден белгілі болса, алынған формулаларды пайдалана отырып, дәлірек нәтижелерді есептеуге болады.

Түйін сөздер: материалдар, молекула, фуллерит, беткі орталықтандырылған текше, көлемді орталықтандырылған текше, қарапайым текше.

^{1,2}М.Т. Габдуллин, ³Д.В. Щур, ¹Д.В. Исмаилов, ¹Д.С. Керимбеков,
¹Ж.Е. Аяганов, ¹Д.Г. Батрышев, ⁴Д. Чиупару

¹Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа,
 Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы

²Казахстанско-Британский технический университет, Казахстан, г. Алматы

³Институт проблем материаловедения им. И.Н. Францевич НАН Украины, Украина, г. Киев

⁴Нефтегазовый университет Плоешти, Румыния, г. Плоешти, e-mail: ismailov_daniyar_v@bk.ru

Растворимость фуллерита в ароматических и других средах

Аннотация. В данной работе рассчитана растворимость фуллерита с целью выяснения особенностей температурной зависимости этого процесса. При этом учитывается реализация в разных температурных интервалах кристаллических структур фуллерита, сформированных фуллереновыми молекулами разной модификации. Экспериментальные исследования растворов фуллереновых молекул в различных органических средах позволили установить особенности температурной зависимости растворимости фуллерита C_{60} . Вместо предполагаемого увеличения растворимости с повышением температуры выявлена экстремальность ее температурной зависимости с максимумом при комнатной температуре, установлена эндотермичность процесса растворения. Аномалии температурной зависимости растворимости фуллеренов C_{60} в органических матрицах обусловлены изменением структуры связей в каркасе фуллереновых молекул, которые, в свою очередь, влияют и на структуру твердофазного фуллерита. Более точные результаты с использованием полученных формул могут быть рассчитаны, если будут известны из независимых экспериментов истинные значения энергетических параметров. Однако можно предположить, что характер выявленных закономерностей сохранится.

Ключевые слова: материалы, молекула, фуллерит, гранецентрированная кубическая (ГЦК), объёмно-центрированная кубическая (ОЦК), простая кубическая (ПК).

Introduction

At present, carbon materials, including nanostructured carbon modifications or their derivatives are belong to the rapidly developing field of materials science. A large number of scientists and engineers are engaged in their research. Carbon modifications include particles, one of the dimensions of which does not exceed 100 nm. To a greater extend, the term nanostructured modifications of carbon can be attributed to fullerenes and nanotubes and other similar structures. Fullerenes are spherical hollow carbon clusters with the number of atoms $n = 30-120$. C_{60} , C_{70} , C_{76} , and others [1–5] are known to be obtained in sufficiently large quantities. The most stable form is C_{60} , which spherical hollow structure consists of 20 hexagons and 12 pentagons. According to X-ray analysis, the average diameter of the sphere is 0.714 nm [1-5]. The internal bond in fullerene between the atoms is larger than the external one, therefore fullerenes form a solid body during consideration, with the preservation of their internal structure (fullerite) with a density of 1.65 g / cm³. The ionization potential of fullerene is 7.6 eV, the affinity for an electron is 2.6-2.8 eV. The dissociation energy with a separation of C_2 and the formation of C_{58} -4.6 eV [6-12]. Fullerite is a molecular crystal formed from C_{60} , C_{70} and

other molecule clusters, called fullerenes. The interest in the study of fullerenes increased significantly after the developing technology of their synthesis in macroscopic, gram quantities. According to some publications, arc synthesis is the most accessible and common method for producing fullerene-containing soot. Almost all technological parameters, the chemical frequency of evaporated graphite, as well as the size and shape of graphite electrodes, have a strong effect on the yield of fullerenes. The interest in studying the behavior of fullerenes in solutions is twofold and has both fundamental and applied aspects [13-19]. Fundamental interest in this issue is primarily due to the fact that fullerenes belong to the only one of the three currently known allotropic carbon modifications (graphite, diamond, fullerenes), which have appreciable solubility in a wide class of organic solvents. Another reason for the increased interest in the study of fullerenes in solutions is the fact that there are existing methods for the preparation and cleaning of fullerenes in macroscopic quantities based on their use in solvents. As a result of intense thermal effects on the surface of crystalline graphite, soot is formed, which contains up to 20% fullerenes. In this case, it is most convenient to carry out thermal action by means of an arc discharge between graphite electrodes in an atmosphere of a buffer gas, for which

helium is usually used [20–26]. This report presents the results of calculations of the solubility of fullerite in aromatic and other media.

Results of the experiments and discussion.

To solve the problem, the free energy of the system was calculated. The following provisions were taken into account:

1) implementation of three possible phases of fullerite with SC, BCC, FCC structures formed by fullerene molecules of different modifications (Φ_α , Φ_β , Φ_γ) and different activities [9],

2) the method of average energies [6-9], in which the interaction energy of molecules is determined by the intermolecular distance and their chemical nature;

3) model of spherically symmetric hard balls [10, 11], in which the interaction is taken into account not between atoms, but between molecules, as independent structural units;

4) the lack of order in the placement of all molecules at the sites of the crystal lattice;

5) neglect of the correlation in the substitution of the positions of the crystal lattices with both fullerene molecules and solvent molecules;

6) taking into account only the pair interaction and only the neighbouring molecules;

7) arbitrary composition of fullerite, as well as its single or two phase in different temperature ranges;

8) implementation in solution in different temperature ranges of SC, BCC, or FCC lattices, in some positions of which P solvent molecules are located. The latter position is realized at the boundary of a solid fullerite crystal and a liquid solvent.

When calculating the phase were designated as follows:

$$\begin{aligned} \alpha\text{phase} &- \text{fullerite with SC lattice and } \Phi_\alpha \text{ molecules,} \\ \beta\text{phase} &- \text{fullerite with BCC lattice and } \Phi_\beta \text{ molecules,} \\ \gamma\text{phase} &- \text{fullerite with FCC lattice and } \Phi_\gamma \text{ molecules.} \end{aligned} \quad (1)$$

The parameters of the considered lattices depend on the temperature and are somewhat different in various literature sources. We have taken the following values:

$$\begin{aligned} a_\alpha &= 14,08 \text{ \AA for the PC structure,} \\ a_\beta &= 14,13 \text{ \AA for the BCC structure,} \\ a_\gamma &= 14,17 \text{ \AA for the FCC structure.} \end{aligned} \quad (2)$$

The nearest intermolecular distances for each structure was determined by the following formulas:

$$\begin{aligned} r_\alpha = a_\alpha &= 14,08 \text{ \AA, } r_\beta = a_\beta \sqrt{3} / 2 = 12,23 \text{ \AA,} \\ r_\gamma = a_\gamma \sqrt{2} / 2 &= 10,02 \text{ \AA.} \end{aligned} \quad (3)$$

Thus, intermolecular distances are reduced in the following sequence: SC \rightarrow BCC \rightarrow FCC. The interaction energy due to this factor should increase in absolute value. However, it still depends on the activity of the fullerene molecules themselves, which largely determines the nature of the interaction.

To calculate the solubility of fullerite in an organic medium, the free energies of the α , β , γ phases were determined using the initial formula

$$\begin{aligned} F_i &= E_i - kT \ln G_i - kTN_i \ln \lambda_i, \\ i &= \alpha, \beta, \gamma, \end{aligned} \quad (4)$$

where E_i is the internal configuration energy, determined by the sum of the energies of pair interactions of the nearest fullerite and solvent molecules, G_i is the thermodynamic probability of the distribution of fullerene molecules and solvent molecules, determined by the rules of combinatorics, N_i is the number of fullerene molecules in the solvent, λ_i is their activity, k is constant Boltzmann, T – absolute temperature.

The formula (4) takes into account the dependence of the free energy of the system on the number of fullerene molecules ($N_i \neq const$) in the solvent, which changes during the dissolution of fullerite.

Configuration energy was determined by the expression:

$$E_i = -N_{\varphi\varphi}^{(i)} \mathcal{U}_{\varphi\varphi}^{(i)} - N_{pp}^{(i)} \mathcal{U}_{pp}^{(i)} - N_{\varphi p}^{(i)} \mathcal{U}_{\varphi p}^{(i)}, \quad (5)$$

where $N_{\varphi\varphi}^{(i)}$, $N_{pp}^{(i)}$, $N_{\varphi p}^{(i)}$ are the numbers of the nearest pairs of FF, PP, FR in the phase, $\mathcal{U}_{\varphi\varphi}^{(i)}$, $\mathcal{U}_{pp}^{(i)}$, $\mathcal{U}_{\varphi p}^{(i)}$ are the energies of their interaction, taken with the opposite sign, $i = \alpha, \beta, \gamma$ are the type of phase.

The numbers of the nearest pairs of molecules in each phase i are equal

$$\begin{aligned}
 N_{\varphi\varphi}^{(i)} &= \frac{1}{2} z_i N_i^2 / N, & E_i &= -\frac{1}{2} z_i \frac{1}{N_i + N_p} \times \\
 N_{pp} &= \frac{1}{2} z_i N_p^2 / N, & & \times (N_i^2 \nu_{\varphi\varphi}^{(i)} + N_p^2 \nu_{pp}^{(i)} + 2N_i N_p \nu_{\varphi p}^{(i)}).
 \end{aligned} \tag{6}$$

$$\begin{aligned}
 N_{\varphi p}^{(i)} &= z_i N_i N_p / N, \\
 \text{where} \\
 N &= N_i + N_p \neq \text{const}
 \end{aligned} \tag{7}$$

the number of lattice sites occupied by Φ_i and P molecules, N_i и N_p – the number of Φ_i and P molecules, z_i is the coordination number, which equals for the structures:

$$\begin{aligned}
 z_i &= 6, 8, 12, \text{ respectively, for SC, BCC,} \\
 &\text{and FCC lattices.}
 \end{aligned} \tag{8}$$

Configuration energy E_i , taking into account formulas (5) – (7) is equal to

$$\begin{aligned}
 F_i &= -\frac{z_i}{2(N_i + N_p)} (N_i^2 \nu_{\varphi\varphi}^{(i)} + N_p^2 \nu_{pp}^{(i)} + 2N_i N_p \nu_{\varphi p}^{(i)}) - \\
 &-kT [(N_i + N_p) \ln(N_i + N_p) - N_i \ln N_i - N_p \ln N_p - kTN_i \ln \lambda_i].
 \end{aligned} \tag{12}$$

The equilibrium concentration of fullerenes in the solid solution is determined by minimizing the free energy. The latter is conveniently carried out using the Lagrange indeterminate multiplier method. For this the function is composed

$$\Psi_i = F_i + a\mathfrak{G}, \tag{13}$$

where a is the Lagrange multiplier, and

$$\mathfrak{G} \equiv N_i + N_p - N \tag{14}$$

$$\begin{aligned}
 -z_i (c_i \nu_{\varphi\varphi}^{(i)} + c_p \nu_{\varphi p}^{(i)}) + \frac{1}{2} z_i (c_i^2 \nu_{\varphi\varphi}^{(i)} + c_p^2 \nu_{pp}^{(i)} + 2c_i c_p \nu_{\varphi p}^{(i)}) + kT \ln c_i - kT \ln \lambda_i + a &= 0, \\
 -z_i (c_p \nu_{pp}^{(i)} + c_p \nu_{\varphi p}^{(i)}) + \frac{1}{2} z_i (c_i^2 \nu_{\varphi\varphi}^{(i)} + c_p^2 \nu_{pp}^{(i)} + 2c_i c_p \nu_{\varphi p}^{(i)}) + kT \ln c_p + a &= 0,
 \end{aligned} \tag{16}$$

where

$$c_i = N_i/N, \quad c_p = N_p/N \tag{17}$$

concentrations of fullerene molecules and solvent molecules.

Thermodynamic probability is determined by the rules of the combinatory formula

$$G_i = \frac{N!}{N_i! N_p!}, \tag{10}$$

its natural logarithm with regard to the Stirling formula $\ln X! = X(\ln X - 1)$, valid for large numbers X , is equal to

$$\ln G_i = N \ln N - N_i \ln N_i - N_p \ln N_p. \tag{11}$$

We obtain the free energy by substituting expression (4) into (9) and (11)

bond condition (7).

Equilibrium equations were found from the conditions

$$\begin{aligned}
 \partial \Psi_i / \partial N_i + a \frac{\partial \mathfrak{G}}{\partial N_i} &= 0, \\
 \partial \Psi_i / \partial N_p + a \frac{\partial \mathfrak{G}}{\partial N_p} &= 0, \quad i = \alpha, \beta, \gamma.
 \end{aligned} \tag{15}$$

Substituting in (15) the free energy (12) and the bond condition (14), one can find the relations

Subtracting the second equation (16) from the first equation, eliminating the Lagrange multiplier, the ratio can be obtained

$$z_i (\nu_{\varphi\varphi}^{(i)} - \nu_{pp}^{(i)} - c_i \omega_i) = kT \ln \frac{c_i}{\lambda_i (1 - c_i)} \tag{18}$$

where

$$\omega_i = 2\nu_{\phi\phi}^{(i)} - \nu_{\phi\phi}^{(i)} - \nu_{pp}^{(i)} \quad (19)$$

- mixing energy of each phase and it is taken into account that

$$c_i + c_p = 1 \quad (20)$$

Formula (18) can be rewritten as

$$c_i = \left[1 + \frac{1}{\lambda_i} \exp \frac{-z_i (\nu_{\phi\phi}^{(i)} - \nu_{pp}^{(i)} - c_i \omega_i)}{kT} \right]^{-1}. \quad (21)$$

This formula or formula (18) determines the temperature dependence of the solubility of fullerite in the matrix $c_i = c_i(T)$. The form of this dependence is determined by the energy parameter

$$V_i = z_i (\nu_{\phi\phi}^{(i)} - \nu_{pp}^{(i)} - c_i \omega_i), \quad (22)$$

i.e. the nature of intermolecular interactions.

The study of function (16) on the extremum showed that for each phase the dependence $c_i = c_i(T)$ is monotonic: with increasing temperature, the solubility of fullerite increases or decreases depending on the sign of the energy V_i (22). However, in a wide temperature range, when phase transitions occur in the SC \rightleftharpoons BCC \rightleftharpoons FCC and the sign of the energy parameter V_i is possible, the dependence $c_i = c_i(T)$ can be extreme. Thus, the developed statistical theory of the solubility of fullerite in an organic matrix, taking into account the formation of various modifications in different temperature ranges of fullerene molecules, i.e. different chemical activity and realization of fullerite with SC, BCC and FC lattices in these

temperature ranges allowed us to explain and justify the temperature dependence of the solubility of fullerite in organic solvents, observed experimentally in matrix media such as hexane, toluene, xylene, etc. This fact gives hope on the existence of three stable isomers of C₆₀ molecules, differing in activity and temperature stability, determined by the processes of changes in interatomic bonds with intramolecular on external molecular is realistic. We also note that more accurate results with the execution of the obtained formulas can be calculated if the true values of the energy parameters are known from independent experiments. However, it can be assumed that the nature of the revealed patterns remains.

Conclusion

Thus, the developed statistical theory of the solubility of fullerite in an organic matrix, taking into account the formation of various modifications in different temperature ranges of fullerene molecules, i.e. different chemical activity and realization of fullerite with PC, bcc and fc lattices in these temperature ranges allowed us to explain and justify the temperature dependence of the solubility of fullerite in organic solvents, observed experimentally in matrix media such as hexane, toluene, xylene, etc. This fact confirms the existence of three stable isomers of C₆₀ molecules, distinguished by their activity and temperature stability, determined by the processes of changing intra-molecular and inter-atomic bonds to external molecular ones, is realistic. We also note that more accurate results with the execution of the formulas obtained can be calculated if the true values of the energy parameters are known from independent experiments. However, it can be assumed that the nature of the revealed patterns will remain.

References

- 1 Ruoff R.S., Malhotra R., Huestis D.L., Tse D.S., Lorents D.C. Anomalous solubility behaviour of C₆₀//Nature. – 1993. – Vol. 362. – P. 140-141.
- 2 Sivaraman N., Dhamodaran R., Kaliappan I., Srinivasan T.G., Rao P.R.V. Solubility of C₆₀ in organic solvents//Journ. Org. Chem. – 1992. – Vol. 57, № 22. – P. 6077-6079.
- 3 Ruoff R.S., Tse D.S., Malhotra R., Lorents D.C. Solubility of fullerene (C₆₀) in a variety of solvents//Journ. Phys. Chem. – 1993. – Vol. 97, № 13. – P. 3379-3383.
- 4 Ying Q., Marecek J., Chu B. Slow aggregation of buckminsterfullerene (C₆₀) in benzene solution//Chem. Phys. Lett. – 1994. – Vol. 219, № 3-4. – P. 214-218.
- 5 Letcher T.M., Domanska U., Goldon A., Mwenesongole E.M. Solubility of Buckminsterfullerene in tetrahydrofuran, thiophene, tetrahydrothiophene, 1, 2- Dichlorobenzene, 1,2,4-trichlorobenzene and n-butyl-amine//S.-Aft. Journ. Chem. – 1997. – Vol. 50. – P.51-53.
- 6 Beck M.T., Mandi G. Solubility of C₆₀//Fullerenes Science Technol. – 1997. – Vol.5, № 2. – P. 291-310.
- 7 Beck M.T. Solubility and molecular state of C₆₀ and C₇₀ in solvents and solvent mixtures//Pure s Appl. Chem. – 1998. – Vol. 70, №10. – P. 1881-1887.

- 8 Bezmelnitsyn V.N., Eletsky A.V., Okun M.V. Fullerenes in solutions // UFN. – 1998. – T.168, No. 1. – P.1195-1220. (in Russ)
- 9 Doome R.J., Fonseca A., Nagu J.B. C-Mas-NMR investigation of solutions saturated with fullerenes: study of the anomalous solubility behavior // Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects. – 1999. – Vol. 158, № 1-2. – P. 137-143.
- 10 Markus Y., Smith A.L., Korobov M.V., Mirakyan A.L., Avramenko N.V. and Stukalin E.B. Solubility of C60 fullerene // Journ. Phys. Chem. B. – 2001. – Vol. 105. – P. 2499-2506.
- 11 Miyazawa K., Shimomura S., Wakahara T. and Tachibana M. Transmission electron microscopy analysis of vertically grown C60 fullerene microtube-AAO membrane joint interfaces // Diamond Relat. Mater. – 2016. – Vol.65. – P.204–208.
- 12 Takeya H., Konno T., Hirata C., Wakahara T., Miyazawa K., Yamaguchi T., Tanaka M. and Takano Y. Superconductivity in alkali-doped fullerene nanowhiskers // J. Phys.: Condens. Matter. – 2016. – Vol.28. – P.354003 (8p.)
- 13 Shrestha L.K., Shrestha R.G., Hill J.P., Tsuruoka T., Ji. Q., Nishimura T. and Ariga K. Surfactant-triggered nanoarchitectonics of fullerene C60 crystals at a liquid liquid interface. // Langmuir. – 2016. – Vol.32. – P.12511-1251.
- 14 Stewart I.E., Kim M.J. and Wiley B.J. Effect of morphology on the electrical resistivity of silver nanostructure films. // Appl. Mater. Interfaces. – 2017. – Vol.9. – P.1870-1876.
- 15 Cognard G., Ozouf G., Beauger C., Jimenez-Morales I., Cavaliere S., Jones D., Roziere J., Chatenet M. and Maillard F. Pt nanoparticles supported on niobiumdoped tin dioxide: impact of the support morphology on Pt utilization and electrocatalytic activity // Electroanalysis. – 2017. – Vol.8. – P.5158.
- 16 Wang H.B., Yan X.M. and Piao G. A high-performance supercapacitor based on fullerene C60 whisker and polyaniline emeraldine base composite // Electrochim. Acta. – 2017. – Vol.231. – P.264.
- 17 Akbari E. and Buntat Z. Benefits of using carbon nanotubes in fuel cells: a review // Int. J. Energy Res. – 2017. – Vol.41. – P.92-102.
- 18 Kizuka T., Watanabe K., Matsuura D., Konno T., Shimomura S., Wakahara T. and Miyazawa K. Young's modulus of fullerene C60/C70 alloy crystalline nanowhiskers // J. Nanosci. Nanotechnol. 2018. – Vol.18(1). – P.451-454.
- 19 Wakahara T., Miyazawa K., Ito O. and Tanigaki N. Preparation of composite films of a conjugated polymer and C60NWs and their photovoltaic application // J. Nanomater. – 2016. – P.2895850.
- 20 Takeya H., Konno T., Hirata C., Wakahara T., Miyazawa K., Yamaguchi T., Tanaka M. and Takano Y. Superconductivity in alkali-doped fullerene nanowhiskers // J. Phys.: Condens. Matter. – 2016. – Vol.28. – P. 354003-8.
- 21 Baire P., Minami K., Hill J.P., Nakanishi W., Shrestha L.K., Liu C., Harano K., Nakamura E. and Ariga K. Supramolecular differentiation for construction of anisotropic fullerene nanostructures by time-programmed control of interfacial growth // ACS Nano. – 2016. – Vol.10. – P.8796.
- 22 Kato K., Murata H., Gonnokami H. and Tachibana M. Polymerization in ferrocenedoped C60 nanosheets under high pressure and light irradiation // Carbon. – 2016. – Vol.107. – P.622.
- 23 Mahdaoui D., Abderrabba M., Hirata C., Wakahara T. and Miyazawa K. The influence of water and temperature on the solubility of C60 in pyridine solution // J. Solution Chem. – 2016. – Vol.45. – P.1158.
- 24 Meek S.J., Pitman C.L. and Miller A.J.M. Deducing reaction mechanism: a guide for students, researchers, and instructors // J. Chem. Educ. – 2016. – Vol.93. – P. 275-286.
- 25 Zhang L., Chen L., Liu J., Fang X. and Zhang Z. Effect of morphology of carbon nanomaterials on thermo-physical characteristics, optical properties and photo-thermal conversion performance of nanofluids // Renew. Energy. – 2016. – Vol.99. – P.888-897.

References

- 1 R.S.Ruoff, R.Malhotra, D.L.Huestis, D.S. Tse and D.C.Lorents, Nature, 362, 140-141 (1993).
- 2 N.Sivaraman, R.Dhamodaran, I.Kaliappan, T.G. Srinivasan and P.R.V.Rao, Journ. Org. Chem., 57, 6077-6079 (1992)
- 3 R.S.Ruoff, D.S.Tse, R.Malhotra and D.C.Lorents, Journ. Phys. Chem., 97, 3379-3383 (1993).
- 4 Q.Ying, J. Marecek and B.Chu, Chem. Phys. Lett, 219, 214-218 (1994).
- 5 T.M.Letcher, U.Domanska, A. Goldon and E.M.Mwenesongole, S.-Aft. Journ. Chem., 50, 51-53 (1997).
- 6 M.T. Beck and G.Mandi, Fullerenes Science Technol., 5, 291-310 (1997).
- 7 M.T.Beck, Pure s Appl. Chem., 70, 1881-1887 (1998).
- 8 V.N.Bezmelnitsyn, A.V. Eletsky and M.V.Okun, UFN, 168 (1), 1195-1220(1998).(in Russ)
- 9 R.J.Doome, A. Fonseca and J.B.Nagu, Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects, 158, 137-143 (1999).
- 10 Y.Markus, A.L. Smith, M.V.Korobov, A.L.Mirakyan, N.V. Avramenko and E.B. Stukalin, Journ. Phys. Chem. B., 105, 2499-2506 (2001).
- 11 K.Miyazawa, S.Shimomura, T. Wakahara and M. Tachibana, Diamond Relat. Mater., 65, 204–208 (2016).
- 12 H.Takeya, T.Konno, C.Hirata, T.Wakahara, K.Miyazawa, T.Yamaguchi, M.Tanaka and Y.Takano, J. Phys.: Condens. Matter, 28, 354003-1–354003-8(2016).
- 13 L.K.Shrestha, R.G.Shrestha, J.P.Hill, T.Tsuruoka, Q.Ji., T. Nishimura and K.Ariga, Langmuir, 32, 12511-1251(2016).
- 14 I.E.Stewart, M.J. Kim and B.J. Wiley, Appl. Mater. Interfaces., 9, 1870-1876 (2017).
- 15 G.Cognard, G.Ozouf, C.Beauger, I.Jimenez-Morales, S.Cavaliere, D.Jones, J.Roziere, M.Chatenet and F.Maillard, Electroanalysis, 8, 5158(2017).
- 16 H.B.Wang, X.M. Yan and G.Piao, Electrochim. Acta, 231, 264(2017).
- 17 E. Akbari and Z.Buntat, Int. J. Energy Res., 41, 92-102(2017).

- 18 T.Kizuka, K.Watanabe, D.Matsuura, T.Konno, S.Shimomura, T. Wakahara and K. Miyazawa, *J. Nanosci. Nanotechnol.*, 18(1), 451-454 (2018).
- 19 T.Wakahara, K.Miyazawa, O.Ito and N.Tanigaki, *J. Nanomater.*, 2016, 2895850(2016).
- 20 H.Takeya, T.Konno, C.Hirata, T.Wakahara, K.Miyazawa, T.Yamaguchi, M.Tanaka and Y.Takano, *J. Phys.: Condens. Matter*, 28, 354003-8(2016).
- 21 P.Bairi, K.Minami, J.P. Hill, W.Nakanishi, L.K.Shrestha, C.Liu, K.Harano, E.Nakamura and K.Ariga, *ACS Nano*, 10, 8796(2016).
- 22 K.Kato, H.Murata, H.Gonnokami and M.Tachibana, *Carbon*, 107, 622(2016).
- 23 D.Mahdaoui, M.Abderrabba, C. Hirata, T. Wakahara and K.Miyazawa, *J. Solution Chem*, 45, 1158(2016).
- 24 S.J.Meek, C.L. Pitman and A.J.M. Miller, *J. Chem. Educ.*, 93, 275-286(2016).
- 25 L.Zhang, L.Chen, J.Liu, X. Fang and Z.Zhang, *Renew. Energy*, 99, 888-897(2016).

МРНТИ 29.19.04; 29.19.16

<https://doi.org/10.26577/RCPH-2019-i4-9>

**Н.М. Томпакова, Е.А. Дмитриева, Е.А. Грушевская,
И.А. Лебедев, А.С. Серикканов, Мухамедшина Д.М., Мить К.А.**

Сатпаев Университет, Физико-технический институт,
Казахстан, г. Алматы, e-mail: grushevskaiya@bk.ru

ВЛИЯНИЕ ТРЕХМИНУТНОЙ ОБРАБОТКИ ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМОЙ НА СТРУКТУРУ И СВОЙСТВА ТОНКИХ ПЛЕНОК SnO₂

Аннотация. Тонкие пленки оксида олова получали из пятиводного тетрахлорида олова растворением в 97% этаноле. Концентрация ионов олова в пленкообразующей системе была 0,12 моль/л, 0,16 моль/л, 0,2 моль/л. Пленкообразующую систему SnCl₄/EtOH наносили на поверхность стеклянных подложек модифицированным методом окунания. Сушили на воздухе и затем отжигали при 400°C. Было нанесено 4 слоя. Обработка водородной плазмой проводилась при давлении 6,5 Па, мощности 20 Ватт, частоте колебаний создаваемых генератором 27,12 МГц±0,6%. Обнаружено уменьшение прозрачности, в пределах точности измерений, пленок, полученных из пленкообразующей системы с концентрацией ионов олова 0,12 моль/л и 0,2 моль/л. Прозрачность пленок, полученных из пленкообразующей системы с концентрацией ионов олова 0,16 моль/л уменьшилось на 3%. Сопротивление пленок уменьшилось в 1,5 раз. Рентгеноструктурный анализ показал рост интенсивности дифракционных пиков от плоскостей кристаллитов SnO₂. Получен важный технический результат: уменьшение сопротивления тонких пленок SnO₂ без значительного уменьшения прозрачности, при использовании пленкообразующей системы с концентрацией ионов олова 0,12 моль/л и 0,2 моль/л после обработки в течение 3 минут в водородной плазме.

Ключевые слова: тонкие пленки, диоксид олова SnO₂, обработка плазмой, водородная плазма, сопротивление пленок, коэффициент пропускания.

N.M. Tompakova, E.A. Dmitriyeva, E.A. Grushevskaya,
I.A. Lebedev, A.S. Serikkanov, D.M. Mukhamedshina, K.A. Mit'

Satpayev University, Institute of Physics and Technology,
Kazakhstan, Almaty, e-mail: grushevskaiya@bk.ru

Effect of three-minute hydrogen plasma treatment on the structure and properties of SnO₂ thin films

Abstract. Thin films of tin dioxide were obtained from five-water tin tetrachloride by dissolution in 97% ethanol. The concentration of tin ions in the film-forming solution was 0.12 mol/l, 0.16 mol/l, 0.2 mol/l. The film-forming solution SnCl₄/EtOH was applied to the surface of glass substrates by a modified dipping method. Substrates were dried in the air and then annealed at 400°C. Just 4 layers were applied. Hydrogen plasma treatment was carried out at a pressure of 6.5 Pa, power of 20 Watts, oscillation frequency generated by the equipment 27.12 MHz±0.6%. The decrease of transparency, within the limits of accuracy of measurement of the films obtained from film-forming system with a concentration of tin ions of 0.12 mol/l and 0.2 mol/l were observed. The transparency of the films obtained from film-forming systems with tin ion concentration 0.16 mol/l decreased by 3%. The resistance of the films decreased by 1.5 times. X-ray diffraction analysis showed an increase in the intensity of diffraction peaks from the planes of SnO₂ crystallites. An important technical result was obtained: a decrease in the resistance of SnO₂ thin films without a significant decrease in transparency, using a film-forming solution with a tin ion concentration of 0.12 mol/l and 0.2 mol/l after treatment for 3 minutes in hydrogen plasma.

Key words: thin films, tin dioxide SnO₂, plasma treatment, hydrogen plasma, film resistance, transmittance coefficient.

Н.М. Томпакова, Е.А. Дмитриева, Е.А. Грушевская,
И.А. Лебедев, А.С. Серикканов, Мухамедшина Д. М., Мить К. А.

Сәтбаев Университеті, Физика-техникалық институты,
Қазақстан, Алматы қ., e-mail: grushevskaiya@bk.ru

Сутегі плазмасымен үш-минутты өңдеудің SnO₂ жұқақабықшаларының құрылымы мен қасиеттеріне әсері

Аңдатпа. 4-валентті қалайы оксидінің жұқа қабықшалары судың бестікқалайы тетрахло-ридтің 97%-ті этанолда ерітуімен алынған. Қабықша құраушы ерітінді жүйесінде қалайы иондарының концентрациясы 0,12 моль/л, 0,16 моль/л, 0,2 моль/л болды. Олар ауада кептіріліп, одан кейін 400⁰ С температурасында муфельді пешке жағылды. Барлығы 4 қабатты қабықшалар болды. Сутекті плазмамен өңдеу қысымы 6,5 Па, қуаты 20 Ватт, генератордың жұмыс істеу тербеліс жиілігі 27,12 МГц± 0,6% кезінде жүргізілді. Қалайы иондарының концентрациясы 0,16 моль/л болатын қабықша құраушы ерітіндіден алынған қабықшалардың мөлдірлігі 3%-ға азайды. Қабықшалардың кедергісі 1.5 есе азайды. Рентгенқұрылымдық талдау SnO₂ кристаллдарының жазықтығынан дифракциялық шыңдардың қарқындылығын көрсетті. Соңында маңызды техникалық нәтиже алынды: мөлдірлікті айтарлықтай азайтпай, қалайы иондарының концентрациясы 0,12 моль/л және 0,2 моль/л болатын қабықша құраушы ерітіндіден алынған қабықшалардың сутегі плазмасында 3 минут ішінде өңдегеннен кейін SnO₂ жұқа қабықшаларының кедергісі азайтылды.

Түйін сөздер: жұқа қабықшалар, SnO₂ қалайы диоксиді, плазмалық өңдеу, сутегі плазмасы, қабықшаның кедергісі, өткізгіштік коэффициенті.

Введение

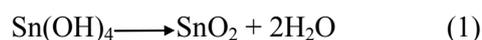
Тонкие пленки диоксида олова наиболее широко применяют в трехобластях: 1) прозрачные электроды; 2) катализаторы; 3) твердотельные сенсоры газов. [1-3] Применение в качестве прозрачных электродов связано с высоким коэффициентом пропускания слоев диоксида олова в оптическом диапазоне и их низким удельным сопротивлением. Прозрачные электроды на основе оксида олова применяются в солнечных батареях, светодиодах, дисплеях и т.д. [4-6]

Методика получения пленок диоксида олова существенно влияет на их характеристики [7]. Отличительными характеристиками пленок, полученных с использованием различных методов, являются состав синтезированной пленки и ее стехиометрия, которые оказывают заметное влияние на свойства пленки как после осаждения, так и после обработки. Среди различных методов, используемых для повышения функциональных свойств слоев оксидов металлов, особый интерес представляет обработка в плазме [8-10]. Обработка в плазме водорода наиболее привлекательна для увеличения проводимости оксидных пленок [11-13]. Анализ изменений, наблюдаемых в оптических параметрах и структурных характеристиках диоксида олова после плазменной обработки, позволяет лучше понять динамику изменений

физических и структурных свойств тонких пленок диоксида олова.

Эксперимент

Пленки SnO₂ были получены золь-гель методом. Пятиводный тетрахлорид олова растворяли в 97% этаноле, при этом происходит взаимодействие тетрахлорида олова с водой с образованием гидроксида олова и соляной кислоты. Образующаяся во время реакции соляная кислота препятствует выпадению гидроксида олова. При удалении HCl или другом изменении кислотности пленкообразующей системы равновесие смещается в сторону образования Sn(OH)₄. Гидроксид олова, в момент образования, имеет гелеобразную структуру. Нестабильный Sn(OH)₄ разлагается с образованием воды и желаемого оксида олова по реакции [14,15]:



Были приготовлены пленкообразующие системы SnCl₄/EtOH с концентрацией ионов олова 0,12 моль/л, 0,16 моль/л и 0,2 моль/л. Пленкообразующие системы наносились на подложки (предметные стекла) модифицированным методом окунания. После нанесения образцы сушились на воздухе не менее 30 минут, затем отжигались в муфельной печи при 400⁰С

в течении 15 минут. Было нанесено три слоя. Толщина пленки определялась методом микро взвешивания [16-17]. После нанесения трех слоев толщина пленок составила $101,2 \pm 7$ нм, при концентрации 0,12 моль/л, $120,7 \pm 7$ нм – при 0,16 моль/л и $151,8 \pm 7$ нм – при 0,2 моль/л.

Обработку в водородной плазме тонких пленок SnO₂ проводили в кварцевой трубе. Водород получали путем электролиза воды. Для очистки от паров воды водород пропускали через нагретый платиновый фильтр. Обработка водородной плазмой проводилась при давлении 6,5 Па, мощности около 20 Ватт. Частота колебаний, создаваемых генератором $27,12$ МГц $\pm 0,6\%$. Температура образцов при обработке не превышала 100°C. Время обработки составляло 3 минуты.

Спектры пропускания измерялись на двухлучевых спектрофотометрах СФ-256 УВИ (длина волны 190-1100 нм) и СФ-256 БИК (длина волны 1000-2500 нм.). Структуру пленок изучали с помощью оптического микроскопа МПЭ-11. Для вывода данных на персональный компьютер использовалась телевизионная камера для микроскопа VEC-535. Состав пленок определялся с помощью рентгеноструктурного анализа на дифрактометре ДРОН-6.

Результаты и обсуждение

Оптические свойства пленок

После нанесения и обработки водородной плазмой снимались спектры пропускания. Спектры пропускания представлены на рисунке 1.

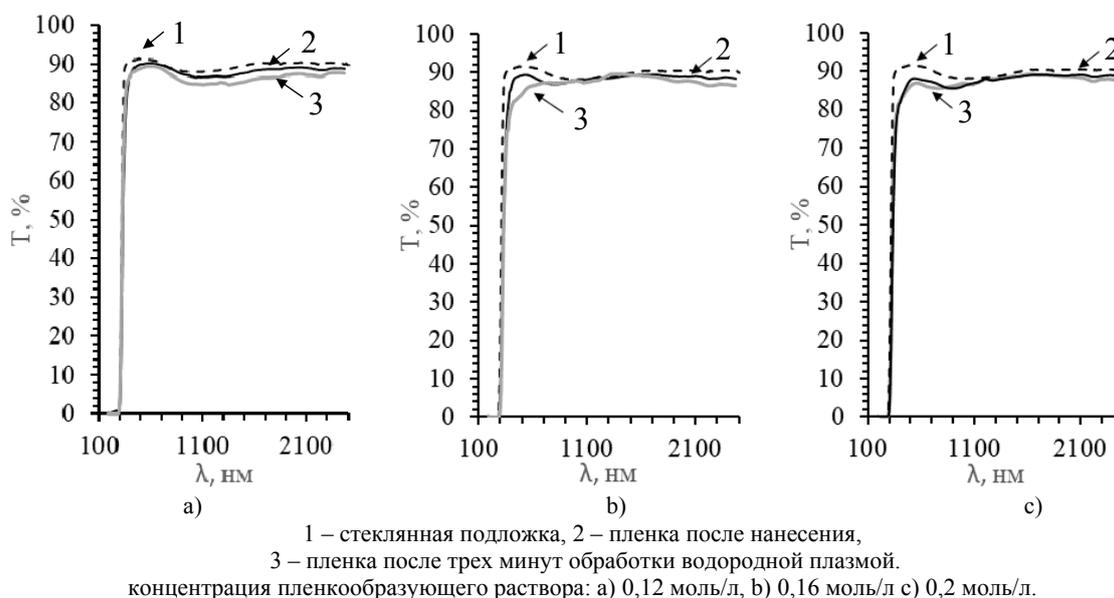


Рисунок 1 – Спектры пропускания тонких пленок SnO₂

Как видно из рисунка 1 на спектрах пропускания пленок, полученных из пленкообразующих систем концентрацией ионов олова 0,12 моль/л, 0,16 моль/л и 0,2 моль/л (рис. 3.1а, б, кривая 1) присутствуют слабо выраженные и далеко стоящие интерференционные пики. Подобное расположение интерференционных пиков связано с малой толщиной пленок [18]. Прозрачность образцов в видимой области спектра 85-90%. Обработка тонких пленок SnO₂ водородной плазмой в течение трех минут приводит к уменьшению прозрачности на 0,5-2% образцов полученных из пленкообразующих

систем с концентрацией ионов олова 0,12 и 0,2 моль/л. Прозрачность образца, полученного из пленкообразующей системы с концентрацией ионов олова 0,16 моль/л, уменьшилась на 3 % в видимой области спектра.

На спектрах пропускания тонких пленок, полученных из пленкообразующей системы с концентрацией ионов олова 0,2 моль/л, наблюдаются далеко стоящие друг от друга интерференционные полосы как до обработки плазмой, так и после.

По имеющимся интерференционным пикам были рассчитаны: толщина пленки, коэффи-

циент экстинкции, коэффициент преломления пленки и коэффициент поглощения. Результаты расчетов представлены в таблице 1.

Таблица 1 – Параметры пленок, рассчитанные из спектров пропускания

	Без обработки	3 минуты в H ⁺ плазме
Толщина пленки, нм.	158,8	168,5
Коэффициент экстинкции	0,021	0,024
Коэффициент преломления пленки	1,669	1,632
Коэффициент поглощения пленки	4,978·10 ³	5,402·10 ³

Как видно из таблицы 1 после обработки водородной плазмой в течение трех минут толщина пленки увеличилась, предположительно из-за уменьшения плотности. Произошло увеличение коэффициента поглощения. Как отмечалось ранее [19-21], водород, являясь восстановителем и находящийся в химически активном (ионизированном) состоянии, восстанавливает часть молекул SnO₂ до SnO.



Образующийся в результате реакции оксид олова (II) (SnO) обладает черно-синим или коричневато-чёрным цветом. То есть, погло-

щает в видимой области спектра. Образование молекул SnO приводит к снижению прозрачности пленок в видимой области спектра.

Сопротивление пленок

Чистый стехиометрический диоксид олова – диэлектрик. Его проводимость связана с наличием собственных дефектов – вакансий кислорода, образующих мелкие донорные уровни. Энергия образования вакансий кислорода зависит от положения уровня Ферми. Когда уровень Ферми находится вблизи потолка валентной зоны, энергия образования вакансий кислорода отрицательна и составляет порядка -0,3 эВ. Это приводит к спонтанному генерированию дефектов [22]. Поэтому чистый, но не стехиометрический, диоксид олова является полупроводником n-типа.

Сопротивление пленок поределалось по 10 измерениям на разных участках образцов. Коэффициент Стьюдента для 10 измерений при надежности 0,95 = 2.262. Погрешность высчитывалась по формуле:

$$\Delta \bar{A} = t_{\gamma, n-1} \frac{\sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (A_i - \bar{A})^2}{n-1}}}{\sqrt{n}}$$

где ΔĀ- абсолютная погрешность измерений, t_{γ,n-1} – коэффициент Стьюдента, A_i – значение i-го измерения, Ā – среднеарифметическое значение, n – число измерений.

В таблице 1 приведены средние значения сопротивления исследуемых пленок.

Таблица 1 – Сопротивление исследуемых пленок

Концентрация пленкообразующего раствора	Сопротивление, МΩ	
	Без обработки	3 минуты в H-плазме
0,12 моль/л	7,15±1,89	4,78±0,71
0,16 моль/л	1,74±0,63	1,26±0,24
0,2 моль/л	1,81±0,80	1,00±0,22

Как видно из таблицы 1 сопротивление пленок без обработки зависит от концентрации пленкообразующей системы. Пленки полученные из пленкообразующей системы с меньшей концентрацией обладают меньшей толщиной. Что приводит к увеличению сопротивления образца.

Трех минутная обработка водородной плазмой привела к уменьшению сопротивления образцов, примерно в 1,5 раз, за счет увеличения кислородных вакансий под воздействием водо-

родной плазмы. В данном случае, приведенная выше реакция (2) идет не полностью и будет иметь вид:



Таким образом происходит дополнительное образование вакансий кислорода.

Уменьшение сопротивления тонких пленок SnO₂ без значительного уменьшения прозрачности является важным техническим результа-

том. Необходимым при применении слоев диоксида олова в качестве прозрачных электродов.

Структура пленок

Структуру пленок изучали с помощью оптического микроскопа МПЭ-11. Для вывода данных на персональный компьютер исполь-

зовалась телевизионная камера для микроскопа VEC-535. Состав пленок – рентгеноструктурный анализ (ДРОН). Фотографии поверхности тонкой пленки SnO_2 , полученной из пленкообразующего раствора с концентрацией 0,16 моль/л до и после обработки в Н-плазме представлены на рисунке 2.

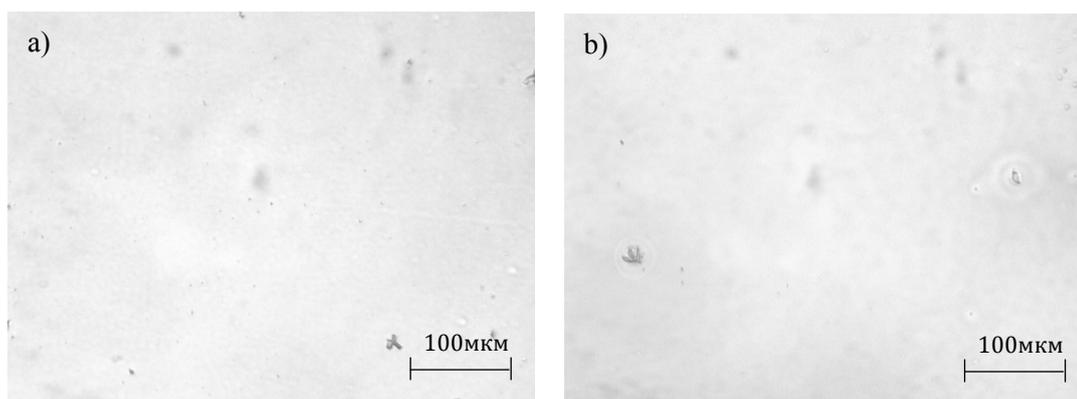
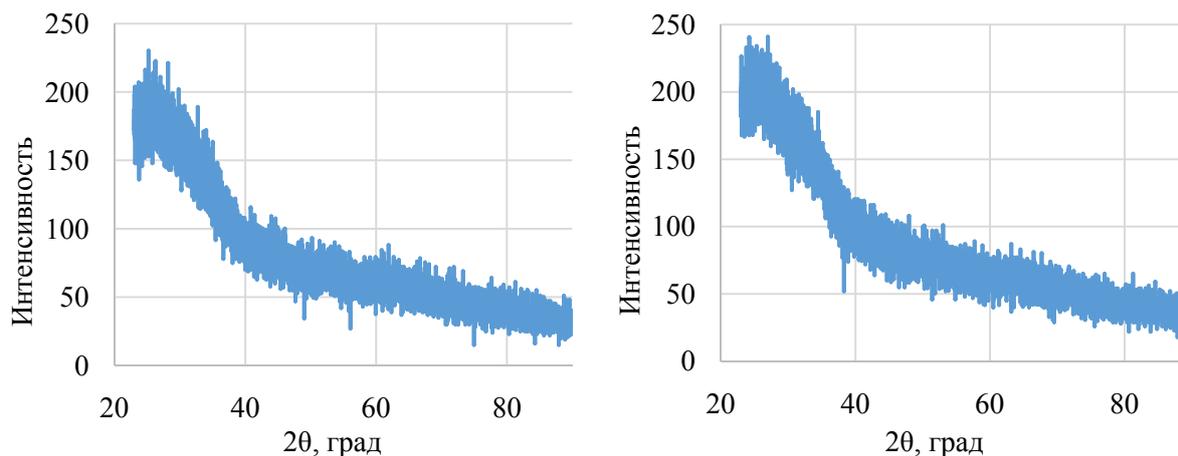


Рисунок 2 – Фотография поверхности пленки SnO_2
а) без обработки, б) после 3-х минут обработки в Н-плазме.

Как видно из рисунка 2 заметных, при данном увеличении, изменений не наблюдается. Аналогичные результаты для пленок, полученных из растворов с концентрацией 0,12 и 0,2 моль/л.

Рентгеноструктурный анализ

На рисунке 3 представлен исходный сигнал от тонкой пленки SnO_2 , полученной из пленкообразующей системы с концентрацией ионов олова 0,16 моль/л, до и после обработки в плазме.



а) После получения б) После обработки плазмой

Рисунок 3 – Исходный сигнал от тонкой пленки SnO_2 на стеклянной подложке

Из рисунка 3 видно, что полученный спектр имеет высокий уровень шума. Наблюдается один широкий пик с вершиной на 20-25° соответствующий аморфной составляющей.

Для уменьшения белого шума использовался метод накопления вдоль спектра [23] в соответствии с правилом $S_i = \frac{1}{(2n+1)} \sum_{i-n}^{i+n} X_j$.

При этом белый шум уменьшается в $\sqrt{2n+1}$ раз. Параметр порядка, в данном случае, составлял $n = 50$. Для выделения сигнала тонкой пленки от накопленного сигнала подложки с тонкой пленкой вычитался накопленный сигнал подложки.

На рисунке 4 представлены результаты математической обработки исходных данных.

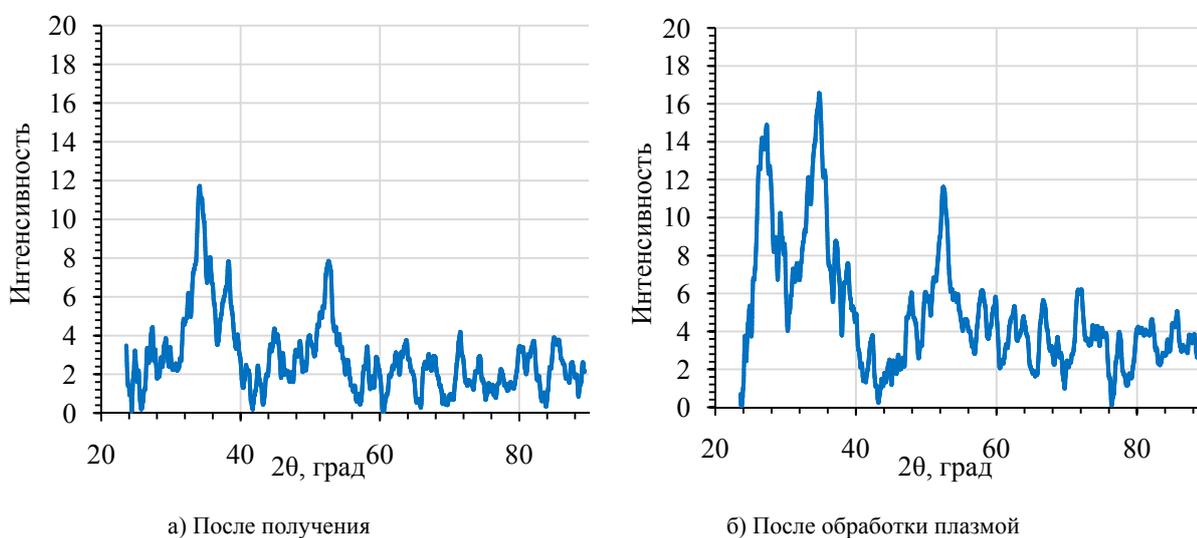


Рисунок 4 – Результат математической обработки

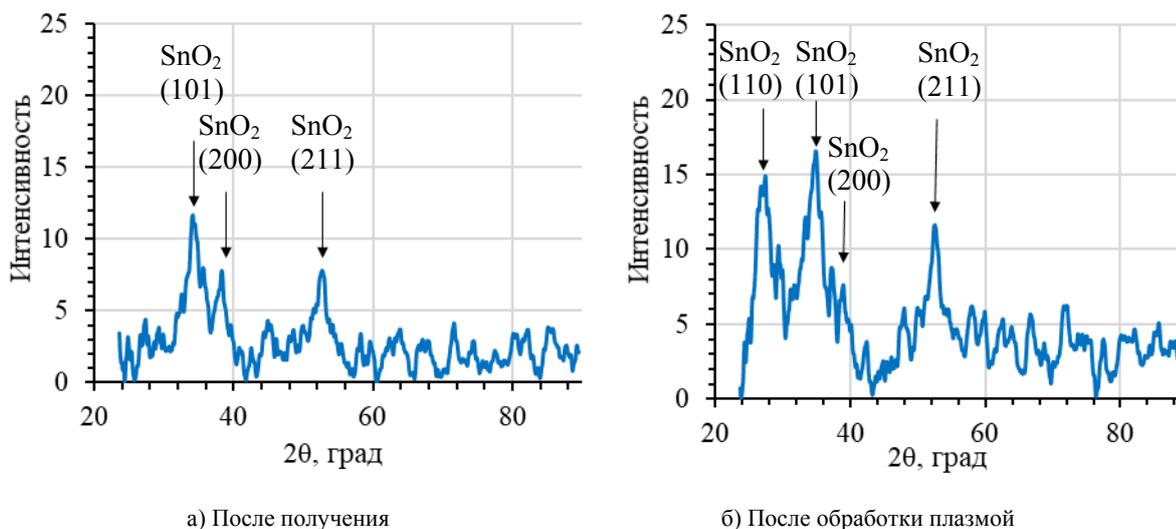


Рисунок 5 – Анализ сигнала от тонкой пленки SnO₂

Как видно из рисунка 4 сигнал от тонкой пленки SnO₂ выделен в достаточной мере и может быть проанализирован. На рисунке 5 представлен анализ сигнала от тонкой пленки SnO₂ на стеклянной подложке. Согласно литературным данным [24-26], пики на углах $2\theta = 26,6^\circ; 33,9^\circ; 37,8^\circ$ и $51,7^\circ$ соответствуют отражениям от кристаллографических плоскостей SnO₂ (110), SnO₂ (101), SnO₂ (200) и SnO₂ (211).

Из рисунка 5 а видно, что пленка, полученная из пленкообразующей системы SnCl₄/EtOH с концентрацией ионов олова 0,16 моль/л, состоит из поликристаллической фазы SnO₂. Наблюдаются три дифракционных пика от плоскостей SnO₂ (101), SnO₂ (200) и SnO₂ (211).

Из рисунка 5б видно, что после обработки водородной плазмой в течении 3-х минут появилось отражение от плоскости SnO₂ с индексами Миллера (110). Произошло увеличение интенсивности пиков SnO₂ (101) и SnO₂ (211). Это связано с ростом кристаллитов SnO₂, произошедшем за счет нагревания образца до 100°C при обработке плазмой. Отражений от кристаллографических плоскостей других оксидов олова (SnO и Sn₂O₃) обнаружено не было.

Заключение

Три минуты обработки в водородной плазме приводит к образованию дополнительных кислородных вакансий, что приводит к снижению сопротивления образцов. В то же время, не

образуются кристаллиты оксидов SnO и Sn₂O₃ уменьшающие прозрачность пленок. Наблюдаемое снижение коэффициента пропускания связано с образованием аморфных структур SnO.

Уменьшение сопротивления тонких пленок SnO₂ без значительного уменьшения прозрачности, является важным техническим результатом, необходимым при применении слоев диоксида олова в качестве прозрачных электродов.

Благодарность

Работа выполнена при финансовой поддержки Министерства Образования и Науки по теме BR05236404.

Литература

- 1 Yin X.T., Zhou W.D., Li J., Wang Q., Wu F.Y., Dastan D., Wang D., Garmestani H., Wang X.M., Talu S. A highly sensitivity and selectivity Pt-SnO₂ nanoparticles for sensing applications at extremely low level hydrogen gas detection //Journal of alloys and compounds. –2019. – Vol.805. – P.229-236.
- 2 Javanmardi S., Nasresfahani S., Sheikhi M.H. Facile synthesis of PdO/SnO₂/CuO nanocomposite with enhanced carbon monoxide gas sensing performance at low operating temperature //Materials research bulletin. – 2019. – Vol.118. – N110496.
- 3 Li H.K., Zhu D.C., Yang Z.Y., Lu W.R., Pu Y. The ethanol-sensitive property of hierarchical MoO₃-mixed SnO₂ aerogels via facile ambient pressure drying //Applied surface science. – 2019. – Vol.489. – P.384-391.
- 4 Lee S.Y., Cho S.H., Cho Y.S., Kim S.J., Kim S.H. Carbon black and titanium interlayers between zinc oxide photo electrode and fluorine-doped tin oxide dye-sensitized solar cells //Journal of Nanoscience And Nanotechnology. – 2019. – Vol.19(7). – P.4260-4264.
- 5 Yilmaz N., Aydin E.B., Sezginurk M.K. An epoxy silane modified indium tin oxide electrode for the determination of PAK 2: Application in human serum samples //Analytica Chimica Acta. – 2019. – Vol.1062. – P.68-77.
- 6 Demir E., Aydin M., Arie A.A., Demir-Cakan R. Apricot shell derived hard carbons and their tin oxide composites as anode materials for sodium-ion batteries //Journal of Alloys and Compounds. – 2019. – Vol.788. – P.1093-1102.
- 7 Park B.E., Park J., Lee S., Lee S., Kim W.H., Kim H. Phase-controlled synthesis of SnO_x thin films by atomic layer deposition and post-treatment //Applied Surface Science. – 2019. – Vol.480. – P.472-477.
- 8 Somjaijaroen N., Sakdanuphab R., Chanlek N., Chirawatkul P., Sakulalavek A. Simultaneous O⁻² plasma and thermal treatment for improved surface conductivity of Cu-Doped SnO₂ films //Vacuum. – 2019. – Vol.166. – P.212-217.
- 9 Stuckert E.P., Fisher E.R. Ar/O⁻² and H₂O plasma surface modification of SnO₂ nanomaterials to increase surface oxidation //Sensors and Actuators B-chemical. – 2015. – Vol. 208. – P.379-388.
- 10 Seo H.B., Bae B.S., Bang H.I., Yun E.J. Effects of plasma treatment on the composition and phase changes of sputter-deposited SnO_x thin films //Journal of nanoscience and nanotechnology. – 2020. – Vol.20. – P.197-205.
- 11 Gu T., Hu E.T., Guo S., Wu Y., Wang J., Wang Z.Y., Yu K.H., Wei W., Zheng Y.X., Wang S.Y. Ellipsometric study on optical properties of hydrogen plasma-treated aluminum-doped ZnO thin film //Vacuum. – 2019. – Vol.163. – P.69-74.
- 12 Mukhamedshina D.M., Fedosimova A.I., Dmitriyeva E.A., Lebedev I.A., Grushevskaya E.A., Ibraimova S.A., Mit' K.A., Serikkanov A.S. Influence of Plasma Treatment on Physical Properties of Thin SnO₂ Films Obtained from SnCl₄ Solutions with Additions of NH₄F and NH₄OH //Eurasian Chemico-Technological Journal. – 2019. – Vol.21(1). – P.57-61.
- 13 Gu T., Hu ET, Guo S., Wu Y., Wang J., Wang Z.Y., Yu K.H., Wei W., Zheng Y.X., Wang S.Y. etc. Ellipsometric study on optical properties of hydrogen plasma-treated aluminum-doped ZnO thin film //Vacuum. – 2019. – Vol.163. – P.69-74.
- 14 Neeraj K. Mishra, Chaitanya Kumar, Amit Kumar, Manish Kumar, Pratibha Chaudhary, Rajeev Singh, Structural and optical properties of SnO₂-Al₂O₃ nanocomposite synthesized via sol-gel route //Materials Science-Poland. – 2015. – Vol.33(4). – P.714-718.
- 15 Ярмонов А.Н., Ларионов Д.Д., Яхиханов Р.Р., Получение оптически прозрачных токопроводящих покрытий термическим испарением //Известия Самарского научного центра Российской академии наук. – 2015. – №2(4). – С. 17.
- 16 Dmitriyeva E.A., Mukhamedshina D.M., Beisenkhanov N.B., Mit' K.A. The effect of NH₄F and NH₄OH on the structure and physical properties of thin SnO₂ films synthesized by the sol-gel method //Glass Physics and Chemistry. – 2014. – Vol.40(1). – P.31-36.
- 17 Dmitriyeva E.A., Mukhamedshina D.M., Mit' K.A., Lebedev I.A., Girina I.I., Fedosimova A.I., Grushevskaja E.A. Doping of fluorine of tin dioxide films synthesized by sol-gel method //News of The National Academy of Sciences of The Republic of Kazakhstan-Series of Geology and Technical Sciences. – 2019. – Vol.1. – P.73-79.

18 Kondrashin V.I. Determination of SnO₂ thin optically transparent films' thickness by the envelope method //Engineering sciences. Electronics, measuring equipment and radio engineering. – 2016. – Vol.2(38). – P.93-101.

19 Mukhamedshina D.M., Beisenkhanov N.B., Mit' K.A., Botvin V.A., Valitova I.V., Dmitrieva E.A. Influence of plasma treatments on the properties of SnO_x thin films //High Temperature Material Processes. – 2006. – Vol.10(4). – P.603-615.

20 Mukhamedshina D.M., Mit' K.A., Beisenkhanov N.B., Dmitriyeva E.A., Valitova I.V. Influence of plasma treatments on the microstructure and electrophysical properties of SnO_x thin films synthesized by magnetron sputtering and sol-gel technique //Journal of Materials Science-Materials in Electronics. – 2008. – Vol.19. – P.382-387.

21 Мухамедшина Д.М., Бейсенханов Н.Б., Мить К.А., Дмитриева Е.А., Медетов Н.А. ПрименениетермическихплазменныхобработокдлямодификациисвойствтонкихпленокSnO₂ //Перспективныематериалы. – 2012. –No.1. – P.35-42.

22 Kiliç C., Zunger A. Origins of coexistence of conductivity and transparency in SnO₂//Physical Review Letters. – 2002. – Vol.88(9). – P.1-4.

23 Рябикин Ю.А., Лебедев И.А.,Способ увеличения отношения сигнал/шум в спектроскопии //Предварительный патент № 12779, Республика Казахстан: МПК G01N 24/00 – 2001.

24 Seo H.B., Bae B.S., Bang H.I., Yun E.J., Effects of plasma treatment on the composition and phase changes of sputter-deposited SnO_x thin films //Journal of nanoscience and nanotechnology. – 2020. – Vol.20(1). – P.197-205.

25 Бейсенханов Н.Б., Влияние обработки в (O₂, H₂) плазме на структуру и физические свойства пленок SnO_x //Physics of the Solid State. – 2011. – Vol.53(2). – P.390-397.

26 Sagadevan S., Chowdhury Z.Z., Bin Johan M.R., Aziz F.A., Roselin L.S., Podder J., Lett J.A., Selvin R. Cu-Doped SnO₂ Nanoparticles: Synthesis and Properties //Journal of nanoscience and nanotechnology. – 2019. – Vol.19 (11). – P.7139-7148.

References

1 X.T. Yin, W.D. Zhou, J. Li, Q. Wang, F.Y. Wu, D.Dastan, D. Wang, H.Garmestani, X.M. Wang, S.Talu, Journal of alloys and compounds 805, 229-236 (2019).

2 S. Javanmardi, S.Nasresfahani, M.H.Sheikhi, Materials research bulletin, 118, N110496 (2019).

3 H.K. Li, D.C. Zhu, Yang Z.Y., Lu W.R., Pu Y., Applied surface science 489, 384-391, (2019).

4 S.Y.Lee, S.H.Cho, Y.S. Cho, S.J.Kim, S.H.Kim, Journal of Nanoscience And Nanotechnology 19(7), 4260-4264 (2019).

5 N.Yilmaz, E.B.Aydin and M.K.Sezginturk, Analytica Chimica Acta. 1062, 68-77(2019).

6 E.Demir, M.Aydin, A.A.Arie and R. Demir-Cakan, Journal of Alloys And Compounds 788, 1093-1102(2019).

7 B.E.Park, J. Park, S. Lee, S.Lee, W.H.Kim and H. Kim, Applied Surface Science 480, 472-477(2019).

8 N. Somjaijaroen, R. Sakdanuphab, N. Chanlek, P. Chirawatkul, A. Sakulkalavek, Vacuum 166, 212-217 (2019).

9 E.P. Stuckert, E.R. Fisher, Sensors and Actuators B-chemical 208, 379-388 (2015).

10 H.B.Seo, B.S. Bae, H.I. Bang, E.J. Yun, Journal of nanoscience and nanotechnology 20, 197-205 (2020).

11 T.Gu, E.T.Hu, S.Guo, Y.Wu, J.Wang, Z.Y.Wang, K.H.Yu, W.We, Y.X.Zheng and S.Y.Wang, Vacuum 163, 69-74(2019).

12 D.M. Mukhamedshina, A.I. Fedosimova, E.A. Dmitriyeva, I.A. Lebedev, E.A. Grushevskaya, S.A. Ibrahimova, K.A. Mit' and A.S. Serikkanov, Eurasian Chemico-Technological Journal 21(1), 57-61 (2019).

13 T. Gu, E.T. Hu, S. Guo, Y. Wu, J. Wang, Z.Y. Wang, K.H. Yu, W. Wei, Y.X. Zheng, S.Y. Wang, etc., Vacuum 163, 69-74 (2019).

14 Neeraj K. Mishra, Chaitanya Kumar, Amit Kumar, Manish Kumar, Pratibha Chaudhary and Rajeev Singh, Materials Science-Poland 33(4), 714-718 (2015).

15 A.N.Jarmonov, D.D. Larionov and R.R.Jahihanov, Izvestija Samarskogonauchnogocentra Rossijskoj akademii nauk 17, N2(4) (2015). (in Russ)

16 E.A.Dmitrieva, D.M.Mukhamedshina, N.B. Beisenkhanov and K.A.Mit', Glass Physics and Chemistry 40(1), 31-36(2014).

17 E.A.Dmitriyeva, D.M.Mukhamedshina, K.A.Mit', I.A.Lebedev, I.I.Girina, A.I. Fedosimova and E.A.Grushevskaja, News of The National Academy of Sciences of The Republic of Kazakhstan-Series of Geology and Technical Sciences 1, 73-79 (2019).

18 V.I.Kondrashin, Engineering sciences. Electronics, measuring equipment and radio engineering 2(38), 93-101 (2016).

19 D.M.Mukhamedshina, N.B.Beisenkhanov, K.A.Mit', V.A.Botvin, I.V. Valitova and E.A.Dmitrieva, High Temperature Material Processes 10(4), 603-615(2006).

20 D.M.Mukhamedshina, K.A.Mit', N.B.Beisenkhanov, E.A. Dmitriyeva and I.V.Valitova, Journal of Materials Science-Materials in Electronics 19, 382-387 (2008).

21 D.M. Mukhamedshina, N.B. Beisenhanov, K.A. Mit', E.A. Dmitrieva, N.A. Medetov, Perspektivnyematerialy N1, 35-42 (2012). (in Russ.)

22 C. Kiliç and A.Zunger, Physical Review Letters 88(9), 1-4 (2002).

23 Ju.A. Rjabikin and I.A.Lebedev, Sposobувеличениjaotnoshenija signal/shum v spektroskopii, Predvaritel'nyj patent N12779, Kazakhstan: MPKG01N 24/00 – 2001. (in Russ)

24 H.B. Seo, B.S. Bae, H.I. Bang, and E.J. Yun, Journal of nanoscience and nanotechnology 20(1), 197-205 (2020).

25 N.B.Beisenhanov, Physics of the Solid State 53(2), 390-397 (2011). (in Russ)

26 S. Sagadevan, Z.Z. Chowdhury, M.R. Bin Johan, F.A. Aziz, L.S. Roselin, J. Podder, J.A.Lett and R. Selvin, Journal of nanoscience and nanotechnology 19 (11), 7139-7148 (2019).

**Л.Н. Мясникова, К.Ш. Шункеев, Ж.К. Убаев,
Ш.Ж. Сагимбаева, Ж. Кулбатыр**

Актюбинский региональный государственный университет им. К. Жубанова,
Казахстан, г. Актобе, e-mail: myasnikova_ln@mail.ru

РЕКОМБИНАЦИОННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В КРИСТАЛЛАХ NaCl и NaCl-Li ПРИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ УПРУГОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Аннотация. Экспериментальным методом высокочувствительной термоактивационной спектроскопии исследованы спектры термостимулированной люминесценции (ТСЛ) зонноочищенных кристаллов NaCl и NaCl-Li при низкотемпературной (95K) упругой деформации ($\varepsilon = 1\%$) в широком интервале спектра (200–850 нм). В ТСЛ кристалла NaCl доминирующим пиком является V_K -центр, интенсивность которого вдвое возрастает при низкотемпературной деформации и который имеет максимум термического разрушения при 165–170K, сканирование которого соответствует максимуму спектра ТСЛ при 3,5 эВ. Спектры ТСЛ V_K -пика и рентгенолюминесценции совпадают и имеют одну природу – излучательную релаксацию автолокализованных экситонов при рекомбинации подвижных дырок с электронами. В ТСЛ NaCl-Li доминирующими пиками являются F' и $H_A(\text{Li})$ -центры, интенсивность которых усиливается в 10 раз при низкотемпературной деформации и имеющие максимумы термического разрушения при 110K и 125K, соответственно. При сканировании спектров ТСЛ в пиках 110K и 125K зарегистрированы излучения с максимумами при 2,72 эВ и 2,69 эВ. Анализ показывает, что легкий катион лития в решетке NaCl-Li создает локальную деформацию, в результате которой появляются $H_A(\text{Li})$ -центры. Упругая деформация еще больше стимулирует образование $H_A(\text{Li})$ -центров, свидетельством чего является усиление в 13 раз интенсивности пика ТСЛ при 125K.

Ключевые слова: кристалл NaCl, NaCl-Li, термостимулированная люминесценция, туннельная люминесценция, одноосная деформация.

L. Myasnikova, K. Shunkeyev, Zh. Ubayev,
Sh. Sagimbaeva, Zh. Kulbatyr

K. Zhubanov Aktobe Regional State University,
Kazakhstan, Aktobe, e-mail: myasnikova_ln@mail.ru

Recombination luminescence of radiation defects in NaCl and NaCl-Li crystals at low-temperature elastic deformation

Abstract. Using the experimental method of highly sensitive thermoactivation spectroscopy, we studied the spectra of thermally stimulated luminescence (TSL) of purified crystals of NaCl and NaCl-Li under low-temperature (95K) elastic deformation ($\varepsilon = 1\%$) in a wide range of the spectrum (200–850 nm). In the TSL of a NaCl crystal, the dominant peak is an V_K -center, whose intensity doubles during low-temperature deformation and has a maximum of thermal damage at 165–170 K, scanning of which corresponds to the maximum of the TSL spectrum at 3.5 eV. The spectrum of the TSL V_K -peak and the X-ray luminescence coincide and have the same nature – the radiative relaxation of self-trapped excitons upon recombination of mobile holes with electrons. In NaCl-Li TSL, the dominant peaks are F' and $H_A(\text{Li})$ centers, the intensity of which increases 10-fold during low-temperature deformation and having maximum thermal destruction at 110 K and 125 K, respectively. When scanning the TSL spectra at peaks 110K and 125K, we observed radiation with maxima at 2.72 eV and 2.69 eV. An analysis shows that a light lithium cation in the NaCl-Li lattice creates a local deformation as a result of which $H_A(\text{Li})$ centers appear. Elastic deformation further stimulates the formation of $H_A(\text{Li})$ -centers, evidenced by a 13-fold increase in the intensity of the TSL peak at 125K.

Key words: Crystal NaCl, NaCl-Li, thermally stimulated luminescence, tunnel luminescence, uniaxial strain.

А.Н. Мясникова, К.Ш. Шункеев, Ж.К. Убаев,
Ш.Ж. Сагимбаева, Ж. Кулбатыр

К. Жұбанов атындағы Ақтөбе өңірлік мемлекеттік университеті,
Қазақстан, Ақтөбе қ., e-mail: myasnikova_ln@mail.ru

Төментемпературалы серпімді деформация кезіндегі NaCl және NaCl-Li кристалдарындағы радиациялық ақаулардың рекомбинациялық люминесценциясы

Аңдатпа. Сезімталдығы жоғары термобелсенді спектроскопия әдісімен спектрдің кең интервалында (200–850 нм) төмен температуралы (95К) серпімді деформация ($\varepsilon = 1\%$) кезіндегі NaCl және NaCl-Li зоналық тазартылған кристалдардың термостимульденген люминесценция (ТСЛ) спектрлері зерттелді. ТСЛ-да NaCl кристалының басым шыңы төмен температуралы деформация кезінде қарқындылығы екі есе артатын және 165–170К кезінде ең жоғары термиялық бұзылу болатын, сканерлеу 3,5 эВ кезінде ТСЛ спектрінің максимумына сәйкес келетін V_K -орталығы болып табылады. ТСЛ-да V_K -шыңы мен рентгенлюминесценция спектрі сәйкес келеді және табиғаты бірдей – қозғалғыш тесіктер мен электрондардың рекомбинациясы кезінде автолокализацияланған экситондардың сәуле шығару релаксациясы. NaCl-Li ТСЛ-сында төмен температуралы деформация кезінде қарқындылығы 10 есе күшейетін және сәйкес 110К және 125К кезінде термиялық бұзылудың максимумдары бар F және $H_A(Li)$ – орталықтары басым шыңдар болып табылады. ТСЛ спектрлерін 110К және 125К шыңдарында сканерлеу барысында 2,72 эВ және 2,69 эВ кезіндегі максимумдармен сәулелену тіркелген. Талдау NaCl-Li торындағы жеңіл литий катионы, нәтижесінде $H_A(Li)$ -орталықтары пайда болатын жергілікті деформация тудыратынын көрсетеді. Серпімді деформация $H_A(Li)$ -орталықтардың түзілуін одан әрі ынталандырады, оның дәлелі 125К кезінде ТСЛ шыңының қарқындылығының 13 есе күшеюі болып табылады.

Түйін сөздер: NaCl кристалы, NaCl-Li, термостимульденген люминесценция, туннельдік люминесценция, бір осьті деформация.

Введение

Щелочногалоидные кристаллы зарекомендовали себя в качестве модельных объектов, с наиболее простой структурой [1-8]. Они отлично подходят для объяснения физической сущности различных процессов происходящих под действием возмущающих факторов, таких как введение примеси, изменение температуры, облучение радиацией и приложение деформации [9-15].

Классическим представителем щелочногалоидных кристаллов с кубической кристаллической структурой и единственным имеющим природное происхождение является NaCl. Изолированные атомы щелочного металла Na и галоида Cl имеют следующую электронную конфигурацию: $Na^0 - 1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$, $Cl^0 - 1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^5$. В матрице NaF ионы соответствующих элементов принимают следующую электронную конфигурацию – $Na^+ - 1s^2 2s^2 2p^6$, $Cl^- - 1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$. В результате валентный электрон, находящийся на внешней оболочке Na^0 , полностью переходит к Cl^0 . Исследования посвященные этому представителю с ярко выраженным ионным типом связи ведутся многие годы [16-17].

Люминесценция АЛЭ при температуре 4,2 К для кристалла NaCl состоит из двух полос с максимумами 5,35 эВ (σ) и 3,36 эВ (π), которые эффективно возбуждаются фотонами с энергией 8,6 эВ и 7,9 эВ, соответствующие созданию электронно-дырочных пар и экситонов [18]. С повышением температуры возбуждения интенсивность люминесценции обеих полос резко тушится [20] и при 100 К доходит до двух порядков относительно 4,2 К.

Аналогичный эффект разгорания люминесценции был обнаружен при селективном возбуждении кристалла NaCl, находящийся при упругой деформации, фотонами с энергией, соответствующей созданию экситонов (8,3 эВ) и электронно-дырочных пар (8,8 эВ) [22]. Эффект усиления интенсивности π -, σ -люминесценций при ВУФ-возбуждении не значителен (2,5 раза), чем при X-возбуждении. Одной из возможных причин наблюдаемых различий при разных способах возбуждения может заключаться в глубинах проникновения ионизирующего излучения в кристаллах. Другая возможная причина различий ВУФ- и X-возбуждений может заключаться в различии энергий электронных возбуждений. При возбуждении светом (7–8,8 эВ) создаются низкоэнергетические

экситоны. Энергия электронных возбуждений в треке кванта рентгеновского излучения намного выше, что должно сказаться на длине их свободного пробега.

Техника эксперимента и объекты исследования

Экспериментальная установка позволяет исследовать спектры рентгенолюминесценции, термостимулированной и туннельной люминесценции, а также спектры термостимулированной люминесценции щелочногалоидных кристаллов в условиях понижения симметрии решетки под постоянным воздействием низкотемпературной деформации. Регистрация рентгенолюминесценции, туннельной люминесценции и спектров термостимулированной люминесценции осуществляется в режиме счета фотонов ФЭУ типа Н 8259 фирмы «Hamamatsu» (Япония) в интервале спектра 200-850 нм. Контроллеры монохроматора МСД-2 (ширина щели 1 мм) и медь-константантовой термопары построены на базе высокопроизводительных 32-битных микропроцессоров семейства STM32 с ядром Cortex-M архитектуры ARM производства STMicroelectronics (Швейцария). Автоматизированное сканирование спектров с заданными параметрами осуществляется с помощью программ SpectraSCAN и TermoSCAN.

Установка оснащена металлическим криостатом. Исследуемый объект помещенный внутрь вакуумированного (10^{-4} Торр) криостата охлаждается контактным способом путем заливкой жидкого азота в резервуар криостата. Конструкция криостата позволяет деформировать исследуемый объект, при этом степень деформации задается экспериментатором [19]. Криостат снабжен дополнительными окошками из Be и LiF для облучения кристалла рентгеновской радиацией и регистрации излучения кристалла, соответственно.

Образцы кристалла NaCl и NaCl-Li возбуждались рентгеновскими лучами в течение 60 минут от установки РУП-120 (рентгеновская трубка – W, 3 мА, 100 кВ) в металлическом криостате, откаченном до 10^{-4} Торр при температуре 100 К через бериллиевое окошко толщиной 1 мм. Используемый режим работы трубки практически не приводил к окрашиванию кристаллов и искажению спектров из-за реабсорбции излучения созданными радиацией центрами окраски.

Термостимулированная люминесценция кристаллов NaCl и NaCl-Li измерялась от 100 К до 400 К после длительного (1 час) облучения X-лучами с целью создания повышенной концентрации *F*-центров и комплементарных с ними дырочных центров окраски (V_K , V_F , V_{KA} -центров). Скорость линейного нагрева образца от 100 К до 400 К составляла 0,2 град/с. Отметим, что температура плавления кристаллов NaCl равна 1074 К.

При сканировании спектра термостимулированной люминесценции с помощью программы Spectra SCAN за 10 секунд в диапазоне от 200 до 700 нм со скоростью 50 нм/с кристалл нагревается на 2 К. Монокристаллы NaCl и NaCl-Li были выращены в Институте физики Тартуского университета по методу Киропулоса в атмосфере инертного гелия [24].

Экспериментальные результаты и дискуссия

Как уже отмечалось во введении, при возбуждении кристаллов NaCl фотонами в области вакуумного ультрафиолета, обеспечивающими прямое оптическое создание анионных экситонов, при температуре 4,2 К были зарегистрированы полосы люминесценции АЛЭ с максимумами при 5,35 эВ (σ) и 3,36 эВ (π) [20,23-24].

На Рис. 1 приведены спектры рентгенолюминесценции кристаллов NaCl-Li, измеренные при 100 К как для недеформированного кристалла (кривая 1), так и для образца, находящегося под воздействием упругой одноосной деформации (кривые 2-3). Видно, что в ненапряженном образце наблюдаются люминесценции автолокализованных экситонов, возмущенных, по-видимому, ионами примеси брома – π (3,9 эВ), а также отчетлива видна σ -люминесценция с максимумом при 5,25 эВ. В кристаллах NaCl-Li, подверженных одноосной упругой деформации до 0,8% при 100 К, интенсивность σ и π -люминесценции АЛЭ возрастает (кривая 2). При увеличении процента деформации до 1,2, рост интенсивности люминесценций продолжается. Однако, при этом резко выделяется люминесценция с максимумом при 3,5 эВ, соответствующей π -свечению АЛЭ. Видно, что увеличение степени относительной деформации кристалла от 0 до 1,5% существенно влияет на интенсивность полос излучения.

Это приводит к эффекту возрастания вероятности автолокализации электронных воз-

буждений в регулярных узлах решетки. Поэтому при деформации снижается интенсивность различных свечений, обусловленных излучательной релаксацией экситонов около примесей из-за сокращения длины свободного пробега экситонов.

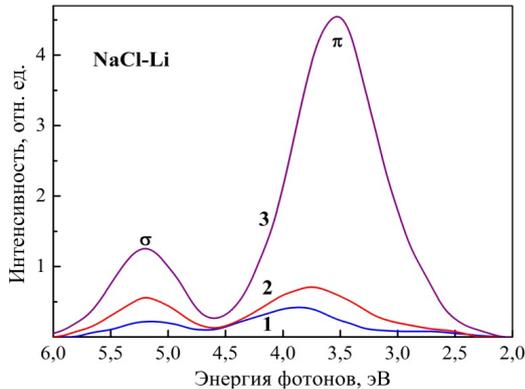


Рисунок 1 – Спектры рентгенолюминесценции кристалла NaCl-Li. Кривая 1 – до деформации, кривая 2 – при деформации 0,8%; кривая 3 – при деформации 1,2%

После окончания рентгеновского облучения кристаллов наблюдается интенсивная туннельная люминесценция. На рис. 2 приведены спектры туннельной люминесценции кристаллов NaCl. До деформации зарегистрировать туннельную люминесценцию при 100 К в кристалле NaCl не удалось (кривая 1). Однако, после воздействия упругой деформации, спектр туннельной люминесценции проявляется отчетливо (кривая 2).

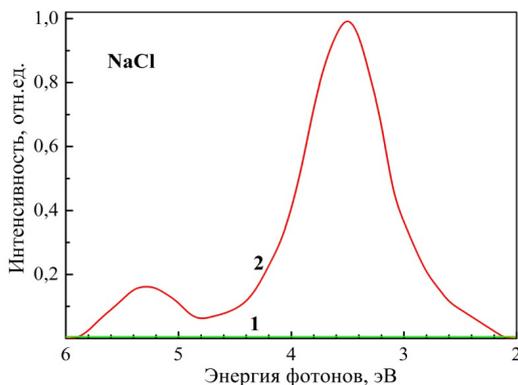


Рисунок 2 – Спектры туннельной люминесценции кристалла NaCl. Кривая 1 – до деформации, кривая 2 – при деформации 1%

Отметим, что по спектральному составу спектры туннельной люминесценции и рентгенолюминесценции кристалла NaCl идентичны. Туннельную люминесценцию щелочногалоидных кристаллов из-за слабой интенсивности возможно регистрировать только при 4,2 К [21]. Это связано с тем, что за туннельную люминесценцию ответственны очень близко расположенные, почти коррелирующие радиационные дефекты, имеющие различные заряды относительно кристаллической решетки, например, F , V_K -пары. Однако, в предварительно упруго-напряженных кристаллах и облученных X-лучами при 100 К создаются такие же повышенные концентрации, туннелирующих одиночных радиационных дефектов [22].

В термостимулированной люминесценции кристалла NaCl доминирующим пиком является V_K -центр, интенсивность которого в 2 раза усиливается при низкотемпературной деформации и имеющий максимум термического разрушения при 165-170К, сканирование которого соответствует максимуму спектра термостимулированной люминесценции при 3,5 эВ. Спектр термостимулированной люминесценции V_K -пика и рентгенолюминесценции совпадают и имеют одну природу – излучательную релаксацию автолокализованных экситонов при рекомбинации подвижных дырок с электронами.

На рис. 3 представлена термостимулированная люминесценция кристаллов NaCl и NaCl-Li. На рисунке 3 приведена термостимулированная люминесценция до деформации (кривая 1). Однако в кристалле NaCl-Li регистрируются пики, относящиеся к F' и $H_A(Li)$ -центрам, интенсивность которых резко усиливается при низкотемпературной деформации и имеющие максимумы термического разрушения при 110К и 125К, соответственно (сравните кривые 2 и 3). При сканировании спектров термостимулированной люминесценции подверженных деформации кристалла NaCl-Li в пиках 110К и 125К зарегистрированы излучения с максимумами при 2,72 эВ и 2,69 эВ (Рис. 4, кривые 1 и 2). При воздействии деформации интенсивность термостимулированной люминесценции кристалла NaCl-Li с максимумом при 170 К соответствующая V_K -центру возрастает, при этом интенсивность V_F -центра в районе 200 К также увеличивается (сравните кривые 2 и 3 рисунка 3).

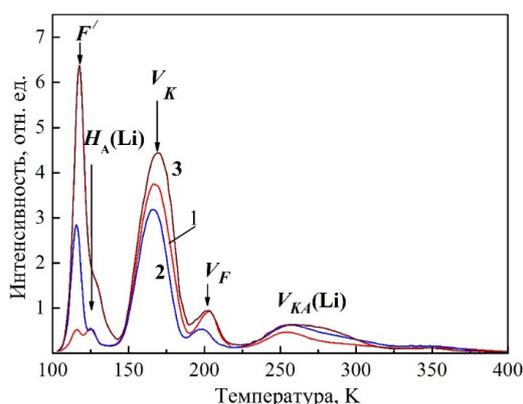


Рисунок 3 – Термостимулированная люминесценция кристаллов NaCl и NaCl-Li. Кривая 1 – до деформации кристалла NaCl, кривая 2 – до деформации кристалла NaCl-Li; кривая 3 – при деформации 1% кристалла NaCl-Li

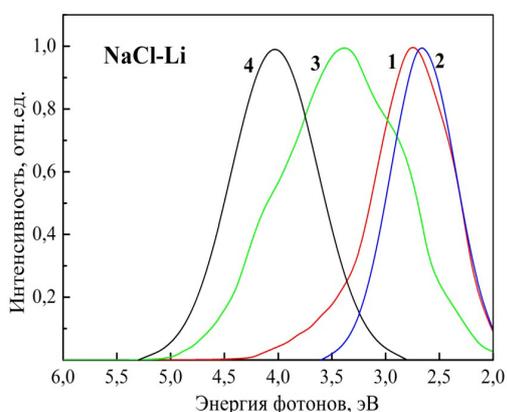


Рисунок 4 – Спектры термостимулированной люминесценции кристалла NaCl-Li при деформации 1%. Кривая 1 – в пике с максимумом при 115 К, кривая 2 – в пике с максимумом при 125 К; кривая 3 – в пике с максимумом при 165 К; кривая 4 – в пике с максимумом при 200 К

Однако, существенно изменяется спектральный состав зарегистрированный в пиках термостимулированной люминесценции деформированного кристалла NaCl-Li при 165 К и 200 К (Рис. 4, кривые 3 и 4). Так спектр термостимулированной люминесценции деформированного кристалла NaCl-Li при 165 К имеет максимум при 3,4 эВ, а при 200 К – 4,0 эВ.

Отметим, что гидростатическое сжатие кристалла не влияет на симметрию решетки, но приводит к изменению энергии различных электронных возбуждений. При всестороннем гидростатическом сжатии наблюдается усиление примесных и свободных экситонных свечений, а люминесценция автолокализованных экситонов в общем случае ослабевает [23, 24].

В работе [25] было продемонстрировано влияние одноосной низкотемпературной упругой деформации на сокращение длины свободного пробега электронных возбуждений до их автолокализации на примере кристалла KI-Tl, в результате чего был зафиксирован эффект перераспределения интенсивностей полос люминесценции в пользу собственных σ - и π -свечений, тогда как интенсивность примесного таллиевого (Tl) свечения существенно ослабевала.

Заключение

Анализ показывает, что легкий катион лития в решетке NaCl-Li создает локальную деформацию в результате, которого появляются $H_A(\text{Li})$ -центры. Упругая деформация еще больше стимулирует образование $H_A(\text{Li})$ -центров, свидетельством которого является усиление интенсивности пика термостимулированной люминесценции при 125 К.

Таким образом, установлено деформационно-стимулированное создание низкотемпературных близкорасположенных радиационных дефектов, зарегистрированные их рекомбинационные люминесценции в спектрах туннельной и термостимулированной люминесценции кристаллов NaCl и NaCl-Li.

Литература

- 1 Lushchik Ch., Lushchik A. Evolution of Anion and Cation Excitons in Alkali Halide Crystals // Physics of the Solid State. – 2018. – Vol. 60. – P. 1487-1505.
- 2 Lushchik A., Lushchik Ch., Vasil'chenko E., Popov A.I. Radiation creation of cation defects in alkali halide crystals: Review and today's concept // Low Temperature Physics. – 2018. – Vol. 44. – No. 4. – P. 357-367.
- 3 Toyozawa Y. Elementary processes in luminescence // J. of Luminescence. – 1976. – Vol. 12/13. – P. 13-21.
- 4 Messaoudi I.S., Zaoui A., Ferhat M. Band-gap and phonon distribution in alkali halides // Phys. Status Solidi B. – 2014. – P. -6.
- 5 Mamula B.P., Kuzmanović B., Ilić M.M., Ivanović N., Novaković N., Bonding mechanism of some simple ionic systems: Bader topological analysis of some alkali halides and hydrides revisited // Physica B: Condensed Matter. – 2018. – Vol. 545. – P. 146-151.

- 6 Chandra B.P., Chandra V.K., Jha Piyush, Patel R.P., Baghel R.N. Possibility of elasto-mechanoluminescence dosimetry using alkali halides and other crystals // *Radiation Measurements*. – 2015. – Vol. 78. – P.9-16.
- 7 Chandra B.P. Mechanoluminescence induced by elastic deformation of coloured alkali halide crystals using pressure steps // *Journal of Luminescence*. – 2008. – Vol. 128. – P.1217–1224.
- 8 Kucharczyk W. Photoelastic effect and density derivative of the refractive index in alkali halides // *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. – 1989. – Vol. 50(7). – P.709-712.
- 9 Landman U., Scharf D., Jortner J. Electron Localization in Alkali-Halide Clusters // *Physical review letters*. – 1985. – Vol. 54. – N. 16. – P.1860-1863.
- 10 Hoya J., Laborde J.I., Richard D., Rentería M. Ab initio study of F-centers in alkali halides // *Computational Materials Science*. – 2017. – Vol. 139. –P.1-7.
- 11 Jackson K.A. Local Spin Density Treatment of Substitutional Defects in Ionic Crystals with Self-Interaction Corrections // *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*. – 2015. – Vol. 64. – P.15-27.
- 12 Myasnikova A., Mysovskaya A., Paklin A., Shalaev A. Structure and optical properties of copper impurity in LiF and NaF crystals from ab initio calculations // *Chemical Physics Letters*. – 2015. – Vol. 633. – P.218-222.
- 13 Shunkeyev K.Sh., Zhanturina N.N., Myasnikova L.N., Sergeyev D.M., Aimaganbetova Z.K., Sagymbaeva Sh.Zh., Ubaev Zh. The nature of luminescence of KI and KI-Na crystals at low temperature deformation after natural decrease in the symmetry of the lattice // *Eurasian J. Phys. Func. Mat.* – 2018. – Vol. 2(3). – P.267-273.
- 14 Shunkeyev K., Myasnikova L., Barmina A., Zhanturina N., Sagimbaeva Sh., Aimaganbetova Z., Sergeyev D. The thermostimulated luminescence in KCl, KBr and KI crystals at elastic and plastic deformation // *J. Phys. Conf. Ser.* – 2017. – Vol. 830. – 012138.
- 15 Shunkeyev K., Sergeyev D., Drozdowski W., Brylev K., Myasnikova L., Barmina A., Zhanturina N., Sagimbaeva Sh., Aimaganbetova Z. The deformation stimulated luminescence in KCl, KBr and KI crystals // *J. Phys. Conf. Ser.* – 2017. – Vol. 830. – 012139.
- 16 Cabrera-Sanfeliix P., Portal D.S., Verdaguer A., Darling G.R., Salmeron M., Arnau A. Spontaneous Emergence emergence of Cl- anions from NaCl(100) at low relative humidity // *J. Phys. Chem. C*. – 2007. – Vol. 111. – P.8000-8004.
- 17 Lushchik A., Lushchik Ch., Nagirnyi V., Shablonin E., Vasil'chenko E. Low-temperature creation of Frenkel defects via hot electron-hole recombination in highly pure NaCl single crystals // *Low Temperature Physics*. – 2016. – Vol. 42. – No. 7. – P.547-551.
- 18 Song S., Williams R.T. *Self-Trapped Excitons*. 2nd ed. – Berlin: Springer, 1996. – 404 p.
- 19 Shunkeyev K., Sarmukhanov E., Bekeshev A., Sagimbaeva Sh., Bizhanova K. The cryostat for deformation of crystals at low temperatures // *J. Phys. Conf. Ser.* – 2012. – Vol. 400. – 052032.
- 20 Ikezawa M., Kojima T. Luminescence of alkali halide crystals induced by UV-lighten at low temperature // *J. Phys. Soc. Japan*. – 1969. – Vol. 27. – P.1551-1563.
- 21 Aboltin D., Grabovskis V., Kangro A., Lushchik Ch., O'Konnel-Bronin A., Vitol I., Zirap V. Thermally stimulated and tunneling luminescence and frenkel defects recombination in KCl and KBr at 4.2 K to 77 K // *Phys. Stat. Sol. (a)*. – 1978. – Vol. 47. – P.667–675.
- 22 Elango A., Sagimbaeva S., Sarmukhanov E., Savikhina T., Shunkeev K. Effect of uniaxial stress on luminescence of X- and VUV-irradiated NaCl and NaBr crystals // *Radiation Measurements*. – 2001. – Vol. 33, № 5. – P.823–827.
- 23 Nishimura H., Tsujimoto T., Nakayama M., Morita S., Kobayashi M. Spectral changes of the self-trapped exciton luminescence in RbI under hydrostatic pressure // *J. Lumin.* – 1994. – Vol. 62. – P.41-47.
- 24 Lushchik A., Lushchik Ch., Vasil'chenko E., Kirm M., Martinson I. Control of excitonic and electron-hole processes in wide-gap crystals by means of elastic uniaxial stress // *Surf. Rev. Lett.* – 2002. – Vol. 9. – P.299-303.
- 25 Shunkeyev K., Zhanturina N., Aimaganbetova Z., Barmina A., Myasnikova L., Sagymbaeva Sh., Sergeyev D. The specifics of radiative annihilation of self-trapped excitons in a KI-Tl crystal under low-temperature deformation // *Low temperature physics*. – 2016. – Vol. 42. – №7. – P.580-583.

References

- 1 Ch. Lushchik and A. Lushchik, *Physics of the Solid State* 60, 1487-1505 (2018).
- 2 A. Lushchik, Ch. Lushchik, E. Vasil'chenko and A. I. Popov, *Low Temperature Physics* 44, 357-367 (2018).
- 3 Y. Toyozawa, *J. of Luminescence* 12/13, 13-21 (1976).
- 4 I.S. Messaoudi, A. Zaoui and M. Ferhat, *Phys. Status Solidi B*, 1-6 (2014).
- 5 B.P. Mamula, B. Kuzmanović, M.M. Ilić, N. Ivanović and N. Novaković, *Physica B: Condensed Matter* 545, 146-151 (2018).
- 6 B.P. Chandra, V.K. Chandra, Piyush Jha, R.P. Patel and R.N. Baghel, *Radiation Measurements* 78, 9-16 (2015).
- 7 B.P. Chandra, *Journal of Luminescence* 128, 1217–1224 (2008).
- 8 W. Kucharczyk, *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 50(7), 709-712 (1989).
- 9 U. Landman, D. Scharf and J. Jortner, *Physical review letters* 54 (16), 1860-1863 (1985).
- 10 J. Hoya, J.I. Laborde, D. Richard and M. Rentería, *Computational Materials Science* 139, 1-7 (2017).
- 11 K.A. Jackson, *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics* 64, 15-27 (2015).
- 12 A. Myasnikova, A. Mysovskaya, A. Paklin and A. Shalaev, *Chemical Physics Letters* 633, 218-222 (2015). <https://doi.org/10.1016/j.cplett.2015.05.033>
- 13 K. Shunkeyev, N. Zhanturina, L. Myasnikova, D. Sergeyev, Z. Aimaganbetova, Sh. Sagymbaeva and Zh. Ubaev, *Eurasian J. Phys. Func. Mat.* 2(3), 267-273 (2018).

- 14 K. Shunkeyev, L. Myasnikova, A. Barmina, N. Zhanturina, Sh. Sagimbaeva, Z. Aimaganbetova and D. Sergeev, J. Phys. Conf. Ser. 830, 012138 (2017).
- 15 K. Shunkeyev, D. Sergeev, W. Drozdowski, K. Brylev, L. Myasnikova, A. Barmina, N. Zhanturina, Sh. Sagimbaeva and Z. Aimaganbetova, J. Phys. Conf. Ser. 830, 012139 (2017)
- 16 P. Cabrera-Sanf elix, D.S. Portal, A. Verdaguer, G.R. Darling, M. Salmeron and A. Arnau, J. Phys. Chem. C, 111, 8000-8004 (2007).
- 17 A. Lushchik, Ch. Lushchik, V. Nagirnyi, E. Shablonin and E. Vasil'chenko, Low Temperature Physics, 42, 547-551 (2016).
- 18 S. Song and R.T. Williams, Self-Trapped Excitons (2nd ed., Springer, Berlin, 1996), 404 p.
- 19 K. Shunkeyev, E. Sarmukhanov, A. Bekeshev, Sh. Sagimbaeva, and K. Bizhanova, J. Phys. Conf. Ser. 400, 052032 (2012). <https://doi.org/10.1088/1742-6596/400/5/052032>
- 20 M. Ikezawa and T. Kojima, J. Phys. Soc. Japan 27, 1551 (1969).
- 21 D. Aboltin, V. Grabovskis, A. Kangro, Ch. Lushchik, A. O'Konnell-Bronin, I. Vitol and V. Zirap, Phys. Stat. Sol., (a), 47, 667-675 (1978).
- 22 A. Elango, S. Sagimbaeva, E. Sarmukhanov, T. Savikhina and K. Shunkeyev, Radiation Measurements, 33 (5), 823-827 (2001) [https://doi.org/10.1016/S1350-4487\(01\)00244-X1](https://doi.org/10.1016/S1350-4487(01)00244-X1).
- 23 H. Nishimura, T. Tsujimoto, M. Nakayama, S. Morita and M. Kobayashi, J. Lumin. 62, 41-47 (1994).
- 24 A. Lushchik, Ch. Lushchik, E. Vasil'chenko, M. Kirm and I. Martinson, Surf. Rev. Lett. 9, 299-303 (2002).
- 25 K. Shunkeyev, N. Zhanturina, Z. Aimaganbetova, A. Barmina, L. Myasnikova, Sh. Sagimbaeva and D. Sergeev, Low temperature physics, 42, 580-583 (2016).

МАЗМҰНЫ – CONTENTS – СОДЕРЖАНИЕ

1-бөлім Теориялық физика. Ядро және элементар бөлшектер физикасы. Астрофизика	Section 1 Theoretical Physics. Nuclear and Elementary Particle Physics. Astrophysics	Раздел 1 Теоретическая физика. Физика ядра и элементарных частиц. Астрофизика
<i>Буртебаев Н., Морзабаев А.К., Амангелді Н., Мәуей Б., Ергалиұлы Ғ., Алимов Д.К.</i> Исследование упругого рассеяния ионов ^{15}N на ядрах ^9Be при $E_{\text{lab}}=18,75$ МэВ.....		4
<i>Федосимова А.И., Абишев М.Е., Кожамкулов Т.А., Лебедев И.А.</i> Особенности в распределениях вторичных частиц во взаимодействиях ядер		10
<i>Дьячков В.В., Сидоров Я.В., Юшков А.В., Зарипова Ю.А., Дюсебаева К.С.</i> Модуляция угловых распределений рассеянных ионов ^{12}C на ядрах ^{16}O и кластерных его подструктурах.....		19
<i>Бериков Д.Б., Ахмадов Г.С., Копач Ю.Н., Жумадилов К.Ш., Кузнецов В.Л.</i> Цифровое нейтрон/гамма разделение с органическим сцинтиллятором		29
<i>Сайранбаев Д.С., Колточник С.Н., Шаймерденов А.А., Кенжин Е.А., Альмагамбетов А.Н., Цучия К.</i> Динамика выгорания бора-10 в стержнях компенсации реактивности реактора ВВР-К		35
<i>Мансурова А.А. Бейсен Н.А., Кэведо Э., Алимкулова М.О., Муратхан А., Кашикеева А., Демисенова Д.А.</i> Согласование условий для внутреннего и внешнего пространства-времени астрофизических компактных объектов.....		45
<i>Zhadyranova A.A. and Myrzakul Zh.R.</i> Soliton surface associated with the equation of associativity for $n=3$ case with an metric $\eta \neq 0$		51
2-бөлім Конденсирленген күй физикасы және материалтану проблемалары. Наноғылым	Section 2 Condensed Matter Physics and Materials Science Problems. Nanoscience	Раздел 2 Физика конденсированного состояния и проблемы материаловедения. Нанонаука
<i>Gabdullin M.T., Schur D.V., Ismailov D.V., Kerimbekov D.S., Ayaganov Zh.E., Batryshev D.G., Ciuparu D.</i> Solubility of fullerite in aromatic and other media.....		60
<i>Томпакова Н.М., Дмитриева Е.А., Грушевская Е.А., Лебедев И.А., Серикканов А.С., Мухамедишина Д.М., Мить К.А.</i> Влияние трехминутной обработки водородной плазмой на структуру и свойства тонких пленок SnO_2		67
<i>Мясникова Л.Н., Шункеев К.Ш., Убаев Ж.К., Сагимбаева Ш.Ж., Кулбатыр Ж.</i> Рекомбинационная люминесценция радиационных дефектов в кристаллах NaCl и NaCl-Li при низкотемпературной упругой деформации.....		75