

# СОДЕРЖАНИЕ

Том 86, номер 9, 2022

## Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)

- Особенности анизотропии свойств композита на основе нанотрубок галлуазита и аморфного магнетита  
*М. Н. Шипко, М. А. Степович, А. В. Носков, О. В. Алексеева, Д. Н. Смирнова* 1222
- Что век грядущий нам готовит?  
*Ф. Н. Шакирзянов, П. А. Бутырин, С. А. Абдулкеримов, Д. В. Михеев* 1226
- Взаимодействие первой моды обратных объемных спиновых волн со слабоконтрастным магнетным кристаллом  
*С. В. Герус, А. Ю. Анненков, Э. Г. Локк* 1230
- О возможности неискаженной передачи полезного сигнала с помощью поверхностных спиновых волн в структуре металл–феррит–диэлектрик–металл  
*Э. Г. Локк, С. В. Герус, А. Ю. Анненков, А. В. Луговской* 1235
- Особенности экспериментального исследования процессов квазистационарного намагничивания пленок ферритов–гранатов  
*А. В. Матюнин, Г. М. Николадзе, П. А. Поляков* 1239
- Теоретическое исследование магнитосопротивления элемента стрейнтроники квадратной формы  
*О. П. Поляков, С. И. Касаткин, В. В. Амеличев, В. С. Шевцов, П. А. Поляков* 1243
- Изменение магнитосопротивления спин-туннельного элемента при неоднородном перемангничивании с образованием доменов  
*В. С. Шевцов, В. В. Амеличев, Д. В. Васильев, Ю. В. Казаков, С. И. Касаткин, Д. В. Костюк, О. П. Поляков, П. А. Поляков* 1247
- Электростатические поля поляризационных зарядов в диэлектрике с нелинейной восприимчивостью  
*М. Л. Акимов, М. А. Пятаков, О. П. Поляков, П. А. Поляков* 1251
- Исследование многослойных FeNiCo/CoFe наноструктур магнитной стрейнтроники  
*Д. А. Жуков, В. В. Амеличев, Д. В. Костюк, С. И. Касаткин* 1256
- Исследование радиационной электризации термостойкого радиопоглощающего материала  
*В. Ю. Кириллов, М. М. Томилин* 1260
- Импедансно-согласованные с вакуумом материалы с использованием феррошпинелей  
*С. В. Серебрянников, С. С. Серебрянников, А. В. Долгов, Л. Л. Еремцова, А. З. Славинский* 1264
- Метод исследования ЭДС во вращающихся дисках в электромагнитном поле постоянных магнитов  
*А. Р. Лепешкин, А. Б. Кувалдин, Ю. Ю. Захаров, О. И. Ильинская, М. А. Федин, А. О. Кулешов* 1268
- Исследование синхронного режима гистерезисного электромеханического преобразователя при конусной реализации преобразователя  
*С. Ю. Останин, А. Н. Соломин, Н. С. Зубарев, Цуй Шумэй, Чжу Чунбо* 1273
- Эффективная добротность миниатюрных диэлектрических резонаторов в экранированных линиях передачи  
*В. М. Геворкян, С. В. Вишняков, Ю. А. Казанцев, А. В. Шутов* 1278
- Моделирование диэлектрических резонаторов со взаимной связью по распространяющейся волне в волноводе  
*Л. В. Алексейчик* 1283

Способы получения оптимальных магнитных свойств в роторах гистерезисных электромеханических преобразователей энергии	1288
<i>И. М. Миляев, С. Ю. Останин, Д. В. Михеев, Н. С. Зубарев, Цуй Шумэй, Чжу Чунбо</i>	
Решение двумерной электростатической задачи для косоугольного магниторезистивного элемента	1292
<i>П. А. Поляков, В. С. Шевцов</i>	

### **Ядерная физика и физика элементарных частиц. Ядерно-физические технологии**

Анализирующая способность в квазиупругом протон-протонном рассеянии при энергиях от 200 до 650 МэВ/нуклон	1298
<i>И. С. Волков, В. П. Ладыгин, Я. Т. Схоменко, Ю. В. Гурчин, А. Ю. Исупов, М. Янек, Ю. Т. Карачук, А. Н. Хренов, П. К. Курилкин, А. Н. Ливанов, С. М. Пиядин, С. Г. Резников, А. А. Терехин, А. В. Тишевский, А. В. Аверьянов, Е. В. Черных, Д. Энаше, Д. О. Кривенков, И. Е. Внуков</i>	
Соотношение выходов каналов распада основного и возбужденного состояния ядра ${}^7\text{Li}$ при взаимодействии нейтрона с энергией свыше 1 МэВ и ядра ${}^{10}\text{B}$	1304
<i>С. И. Поташев, А. А. Каспаров, В. Н. Пономарев</i>	
Исследование реакций с вылетом протонов на ${}^{179,180}\text{Hf}$	1309
<i>В. А. Желтоножский, М. В. Желтоножская, П. Д. Ремизов, А. П. Черняев, В. Н. Яценко</i>	
Оценка потока нейтронов в эксперименте спаллейшн на синхротроне ПИЯФ	1315
<i>И. Е. Алексеев, С. Е. Белов, К. В. Ершов</i>	
Нестационарное описание реакций со слабосвязанными ядрами ${}^{11}\text{Li}$ , ${}^{11}\text{Be}$	1320
<i>А. К. Ажибеков, В. В. Самарин</i>	
Моделирование кинематики кластерного распада возбужденных состояний ${}^{12}\text{Be}$ на каскадных нейтронах РАДЭКС	1328
<i>А. А. Каспаров, М. В. Мордовской, В. М. Скоркин</i>	
Возможность идентификации виртуальных компонент для предразрывных нейтронов	1332
<i>С. Г. Кадменский, С. В. Куфаев, Я. О. Отводенко</i>	
Кластеризация и формирование микроскопически разделенных состояний в расчетах потенциальной энергии деления	1339
<i>Ю. В. Иванский, А. В. Унжакова</i>	
Применение методов ядерной спектроскопии для аналитического обеспечения и корректировки эксперимента по жидкостной экстракции трансплутониевых и редкоземельных элементов	1343
<i>Е. А. Верховская, К. В. Ершов, Н. Е. Мишина, А. Ю. Николаев, Я. О. Плешаков</i>	
Оценка нейтронно-физических характеристик подкритической сборки “Яліна–Тепловая” в рамках физической модели рождения и гибели	1348
<i>Т. Н. Корбут, М. В. Зубарева</i>	
Влияние высокоэнергетических протонов и гамма-излучения на структуру ДНК в растворе	1352
<i>О. М. Котб, Д. С. Брожик, В. Н. Вербенко, Е. П. Гулевич, В. Ф. Ежов, Д. Л. Карлин, Ф. А. Пак, С. В. Пастон, А. И. Халиков</i>	
Влияние вакансий на температуру компенсации намагниченности сульфидов железа	1358
<i>В. В. Онуфриенко, А. В. Чжан</i>	
Особенности магнитоупругой СВЧ динамики трехслойной структуры	1363
<i>Л. Н. Котов, М. Ю. Дианов, В. С. Власов, Ф. Ф. Асадуллин</i>	

# Contents

Vol. 86, No. 9, 2022

## Electromagnetic Field and Materials (Fundamental Physical Research)

- Features of the anisotropy properties of a composite based on halloysite nanotubes and amorphous magnetite  
*M. N. Shipko, M. A. Stepovich, A. V. Noskov, O. V. Alekseeva, D. N. Smirnova* 1222
- What is the coming century preparing for us?  
*F. N. Shakirzhanov, P. A. Butyrin, S. A. Abdulkirimov, D. V. Mikheev* 1226
- Interaction of backward volume spin waves with a low contrast magnon crystal  
*S. V. Gerus, A. Yu. Annenkov, E. H. Lock* 1230
- On the possibility of undistorted transmission of useful signal using surface spin waves in a metal–ferrite–dielectric–metal structure  
*E. H. Lock, S. V. Gerus, A. Yu. Annenkov, A. V. Lugovskoi* 1235
- Features of experimental investigation of quasi-stationary magnetization of ferrite-garnet films  
*A. V. Matyunin, G. M. Nikoladze, P. A. Polyakov* 1239
- Theoretical study of the magnetoresistance of the nanostructure of the straintronic element  
*O. P. Polyakov, S. I. Kasatkin, V. V. Amelichev, V. S. Shevtsov, P. A. Polyakov* 1243
- Spin-tunnel element magnetoresistance change under condition of inhomogeneous magnetization reversal with the domain formation  
*V. S. Shevtsov, V. V. Amelichev, D. V. Vasilyev, Y. V. Kazakov, S. I. Kasatkin, D. V. Kostyuk, O. P. Polyakov, P. A. Polyakov* 1247
- Electrostatic fields of polarizing charges in a nonlinear susceptibility dielectric  
*M. L. Akimov, M. A. Piatakov, O. P. Polyakov, P. A. Polyakov* 1251
- Study of FeNiCo/CoFe multilayer nanostructures in magnetic straintronics  
*D. A. Zhukov, V. V. Amelichev, D. V. Kostyuk, S. I. Kasatkin* 1256
- Study of radiation electrization of heat-resistant radar-absorbing material  
*V. Yu. Kirillov, M. M. Tomilin* 1260
- Impedance-matched with vacuum materials using ferros spinels  
*S. V. Serebryannikov, S. S. Serebryannikov, A. V. Dolgov, L. L. Yeremtsova, A. Z. Slavinskiy* 1264
- Method for studying EMF in rotating disks in the electromagnetic field of permanent magnets  
*A. R. Lepeshkin, A. B. Kuvaldin, Y. Y. Zakharov, O. I. Ilyinskaya, M. A. Fedin, A. O. Kuleshov* 1268
- Study of the synchronous mode of the hysteretic electromechanical converter under a cone implementation of the converter  
*S. Yu. Ostanin, A. N. Solomin, N.S. Zubarev, Cui Shumei, Zhu Chunbo* 1273
- Effective Q-factor of miniature dielectric resonators in shielded transmission lines  
*V. M. Gevorkyan, S. V. Vishnyakov, Yu. A. Kazantsev, A. V. Shutov* 1278
- Simulation of dielectric resonators with interconnection by a propagating wave in a waveguide  
*L. V. Alekseychik* 1283

Methods for obtaining optimal magnetic properties in the rotors of hysteretic electromechanical energy converters	1288
<i>I. M. Milyaev, S. Yu. Ostanin, D. V. Mikheev, N. S. Zubarev, Cui Shumei, Zhu Chunbo</i>	
Solution of a two-dimensional electrostatic problem for an oblique-shaped magneto-resistive element	1292
<i>P. A. Polyakov, V. S. Shevtsov</i>	

---

### Nuclear Physics and Elementary Particle Physics. Nuclear Physics Technologies

Analyzing power of quasi-elastic proton-proton scattering at the energies from 200 to 650 MeV/nucleon	1298
<i>I. S. Volkov, V. P. Ladygin, Ya. T. Skhomenko, Yu. V. Gurchin, A. Yu. Isupov, M. Janek, J. T. Karachuk, A. N. Khrenov, P. K. Kurilkin, A. N. Livanov, S. M. Piyadin, S. G. Reznikov, A. A. Terekhin, A. V. Tishevsky, A. V. Averyanov, E. V. Chernykh, D. Enache, D. O. Krivenkov, I. E. Vnukov</i>	
Branching ratio of ${}^7\text{Li}$ ground and excited states produced in interaction neutron and ${}^{10}\text{B}$ at 1 MeV above	1304
<i>S. I. Potashev, A. A. Kasparov, V. N. Ponomarev</i>	
Study of reactions with a proton escape for ${}^{179, 180}\text{Hf}$	1309
<i>V. A. Zheltonozhskiy, M. V. Zheltonozhskaya, P. D. Remizov, A. P. Chernyaev, V. N. Yatsenko</i>	
Neutron flux estimation in the spallation experiment at the PNPI synchrotron	1315
<i>I. E. Alekseev, S. E. Belov, K. V. Ershov</i>	
Time-dependent description of reactions with weakly bound nuclei ${}^{11}\text{Li}$ , ${}^{11}\text{Be}$	1320
<i>A. K. Azhibekov, V. V. Samarin</i>	
Modeling the kinematics of cluster decay of ${}^{12}\text{Be}$ excited states from RADEX cascade neutrons	1328
<i>A. A. Kasparov, M. V. Mordovskoy, V. M. Skorkin</i>	
Possibility of identifying the virtual component in pre-scission neutrons	1332
<i>S. G. Kadmsky, S. V. Kufaev, Y. O. Orvodenko</i>	
Clustering and microscopically separated states formation in fission potential energy calculations	1339
<i>Yu. V. Ivanskiy, A. V. Unzhakova</i>	
Application of nuclear spectroscopy methods for analytical support and correction of the experiment on liquid extraction of transplutonium and rear earth elements	1343
<i>E. A. Verkhovskaya, K. V. Ershov, N. E. Mishina, A. Yu. Nikolaev, Ya. O. Pleshakov</i>	
Neutron-physical characteristics estimation of the subcritical assembly “Yalina–Teplovaya” within the physical birth-and-death model	1348
<i>T. N. Korbut, M. V. Zubareva</i>	
Influence of high-energy protons and gamma-radiation on DNA structure in solution	1352
<i>O. M. Kotb, D. S. Brozhik, V. N. Verbenko, E. P. Gulevich, V. F. Ezhov, D. L. Karlin, F. A. Pak, S. V. Paston, A. I. Khalikov</i>	
Influence of vacancies on the compensation temperature of the magnetization of iron sulfides	1358
<i>V. V. Onufrienok, A. V. Chzhan</i>	
Features of magnetoelastic microwave dynamics of a three-layer structure	1363
<i>L. N. Kotov, M. Yu. Dianov, V. S. Vlasov, F. F. Asadullin</i>	

---

# **Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)**

Редактор тематического выпуска  
канд. техн. наук, канд. экон. наук **Д. В. Михеев**

УДК 537.622:553.61

## ОСОБЕННОСТИ АНИЗОТРОПИИ СВОЙСТВ КОМПОЗИТА НА ОСНОВЕ НАНОТРУБОК ГАЛЛУАЗИТА И АМОРФНОГО МАГНЕТИТА

© 2022 г. М. Н. Шипко<sup>1</sup>, М. А. Степович<sup>2</sup>, \*, А. В. Носков<sup>3</sup>, О. В. Алексеева<sup>3</sup>, Д. Н. Смирнова<sup>3</sup><sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина”, Иваново, Россия<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Калужский государственный университет имени К.Э. Циолковского”, Калуга, Россия<sup>3</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
“Институт химии растворов имени Г.А. Крестова Российской академии наук”, Иваново, Россия

\*E-mail: m.stepovich@mail.ru

Поступила в редакцию 18.04.2022 г.

После доработки 13.05.2022 г.

Принята к публикации 23.05.2022 г.

Изучены синтезированные композиционные материалы галлуазит/магнетит, исследованы их пористая структура, поверхностная морфология и физико-химические свойства. Установлено, что образцы композита галлуазит/магнетит характеризуются более высокими значениями поля эффективной анизотропии и коэрцитивной силы по сравнению с выявленными для магнетита.

DOI: 10.31857/S0367676522090289

### ВВЕДЕНИЕ

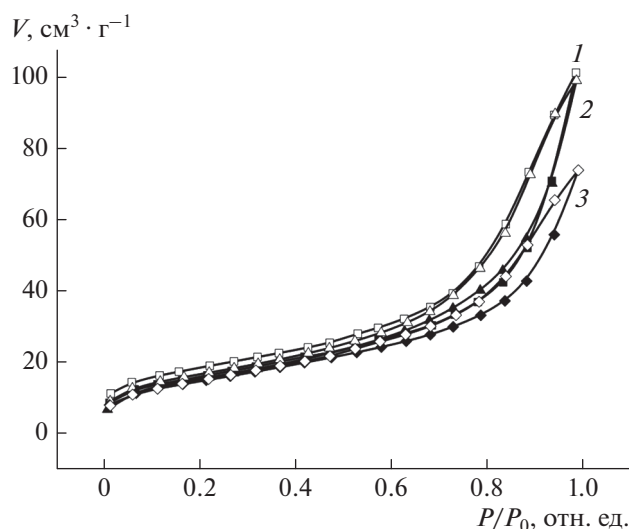
В последнее время композиты с наночастицами магнетита ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ) активно исследуют в связи с возможностью их применения в качестве радиопоглощающих покрытий, средств для хранения информации, при создании микроиндукторов, в биотехнологии [1]. Особый интерес представляют композиты на основе аморфного магнетита и полупроводников или диэлектриков. На это указывают данные работ [2, 3], согласно которым, в результате модификации поверхности  $\text{SiO}_2$  наночастицами магнетита формируется аморфный слой с высокой плотностью спинполяризованных электронов, инжестированных из магнетита. Это дает уникальные возможности для реализации таких композитов в спинтронике [4, 5].

Для получения композитов на основе  $\text{SiO}_2$  зачастую используют пористые материалы, позволяющие целенаправленно изменять их физико-химические свойства в результате модификации параметров пористости. Среди таких материалов особый интерес вызывает галлуазит.

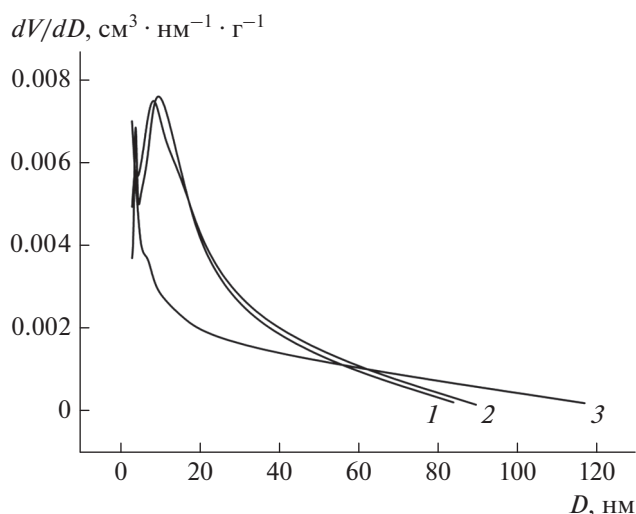
Природный галлуазит ( $\text{Al}_2\text{Si}_2\text{O}_5(\text{OH})_4$ ) представляет собой двухслойные нанотрубки, внешняя поверхность которых состоит из оксида кремния  $\text{SiO}_2$ , а внутренняя – из оксида алюминия  $\text{Al}_2(\text{OH})_3$  [6]. Соосаждение на поверхности нанотрубок галлуазита частиц магнетита может способствовать созданию переходных слоев с уни-

кальными электромагнитными свойствами, что обеспечивает получение новых функциональных композитов. Однако ввиду высокой пористости галлуазита и проникновения в эти поры наночастиц магнетита, управление свойствами таких композитов существенно затруднено. Это связано с тем, что закономерности адсорбции магнетита в микропорах существенно отличаются от адсорбции на плоской поверхности. В свою очередь, параметры пористости (объем пор, распределение их по размерам) влияют на диэлектрическую проницаемость и удельную электропроводность материала. В таком случае инъекция носителей заряда из слоя магнетита зависит не только от толщины переходного слоя и параметров магнитной анизотропии, но и от его пористо-текстурных характеристик. В связи с этим весьма интересной представляется возможность исследования особенностей магнитной анизотропии, параметров пористости и адсорбционных свойств композиционного материала галлуазит/магнетит с точки зрения его использования в электронике и биотехнологии.

Целью настоящей работы является исследование пористо-текстурных и магнитных характеристик синтезированных нанокompозитов на основе галлуазита и аморфного магнетита.



**Рис. 1.** Изотермы адсорбции (черные символы) и десорбции (белые символы) азота для галлуазита (1), магнетита (2) и композита галлуазит/магнетит (3).  $V$  – удельный объем адсорбированного азота,  $P/P_0$  – относительное давление.



**Рис. 2.** Распределение пор по размерам для галлуазита (1), магнетита (2) и композита галлуазит/магнетит (3).  $V$  – удельный объем адсорбированного азота,  $D$  – диаметр пор.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Объектами исследования служили аморфизированный магнетит  $Fe_3O_4$ , магнетит, полученный измельчением, и композит галлуазит/магнетит, полученный методом химического соосаждения солей железа  $FeCl_2$  и  $FeCl_3$  на поверхности и в порах галлуазита (Sigma-Aldrich, США).

Определение пористо-текстурных параметров проводили на автоматизированном анализаторе NOVA 1200e (Quantachrome, США). Обработку результатов проводили с использованием моделей Брунауэра–Эммета–Теллера (БЭТ) и Баретта–Джойнера–Халенды (БДХ). Магнитные свойства образцов измеряли на вибрационном магнитометре VSM-250 (Dexing Magnet Tech. Co. Ltd., Китай) в магнитном поле напряженностью до 20 кЭ.

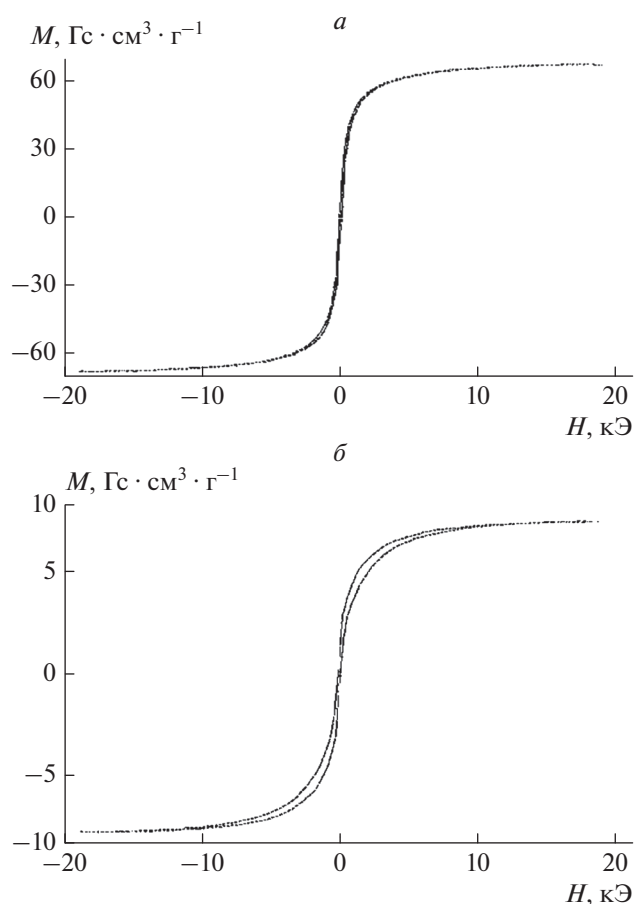
## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 представлены изотермы сорбции и десорбции азота при  $T = 77$  К для галлуазита (1), магнетита (2) и композита галлуазит/магнетит (3), позволяющие судить об особенностях центров адсорбции и параметрах пор. На всех изотермах наблюдаются петли гистерезиса, свидетельствующие о капиллярной конденсации азота в мезопорах. Смещение точки пересечения изотерм для композита (кривая 3) свидетельствует об уменьшении объема пор. На это указывает и распределение пор по размерам (рис. 2), а также табл. 1, в которой приведены данные о диаметрах пор, площади их поверхности и их общий объем, рассчитанные с использованием моделей БЭТ и БДХ.

Полученные данные указывают на уменьшение размера пор в композите в сравнении с размерами пористого пространства в галлуазите, что свидетельствует о заполнении пор наночастица-

**Таблица 1.** Параметры пористой структуры магнетита, галлуазита и композита галлуазит/магнетит

Образец	Общая площадь поверхности пор, рассчитанная с использованием модели БЭТ, $m^2/g$	Общая площадь поверхности пор, рассчитанная с использованием модели БДХ, $m^2/g$	Общий объем пор, $cm^3/g$	Средний диаметр пор, нм	Наиболее вероятный диаметр пор, нм
Аморфный магнетит, полученный соосаждением	55.425	50.958	0.153	11.042	8.869
Галлуазит	57.389	49.667	0.147	10.905	4.061 и 8.813
Композит галлуазит/магнетит	53.198	32.032	0.114	8.584	–



**Рис. 3.** Зависимости намагниченности  $M$  от напряженности внешнего магнитного поля  $H$  для порошков магнетита (*а*) и галлаузита/магнетита (*б*).

ми магнетита. В этом случае бимодальная кривая, характерная для галлаузита, трансформируется в зависимость без максимумов (рис. 2), что может быть связано с изменением зарядового состояния  $\text{SiO}_2$  и  $\text{Al}(\text{OH})_3$ , в результате чего наблюдается несколько типов адсорбции, обеспечивающих специфические свойства композита. Это находится в соответствии с данными рентгеноспектрального

энергодисперсионного анализа, согласно которым полученный композит представляет модифицированный магнетитом галлаузит со специфическими электронными конфигурациями ионов железа в переходных слоях между магнетитом и галлаузитом [9]. В результате, как видно из рис. 3 и табл. 2, магнитные свойства композита заметно отличаются от свойств аморфного магнетита, полученного соосаждением, и магнетита, полученного механическим измельчением поликристалла.

Из рис. 3 видно, что петля магнитного гистерезиса для композита, в отличие от петли магнитного гистерезиса аморфного магнетита (рис. 3*а*), представляет суперпозицию двух петель, смещенных в разные стороны вдоль оси  $H$ . Это является признаком специфического магнитного порядка, характерного для материалов, обладающих обменной анизотропией [10]. Действительно, значение поля анизотропии и коэрцитивной силы для образца наночастиц магнетита отличается в 1.5 раза и более от аналогичных параметров для супердисперсных частиц, полученных измельчением образцов массивного магнетита. Это может быть связано с изменением электронного состояния магнитоактивных ионов [11, 12]. В свою очередь, изменение электронного состояния ионов железа может быть вызвано наличием переходных слоев между магнетитом и  $\text{SiO}_2$  или  $\text{Al}(\text{OH})_3$  и связано с понижением симметрии ближнего порядка в расположении катионов и анионов магнетита, образующих переходный слой. Возможность понижения симметрии связана с тем, что  $\text{SiO}_2$  обладает структурой, относящейся к тригональной сингонии, и характеризуется высокой степенью анизотропии вдоль полярной оси. В то же время оксид алюминия характеризуется сильным электростатическим взаимодействием между катионами алюминия и анионами и обеспечивает значительную ромбическую деформацию ближнего порядка. Эти данные указывают на возможность использования такого композита в качестве нового класса носителя с регулируемыми электромагнитными свойствами. Управление такими свойствами обеспечивается за счет изменения тол-

**Таблица 2.** Магнитные свойства магнетита и композита галлаузит/магнетит\*

Образец	Поле анизотропии, $\text{A} \cdot \text{m}^{-1}$	Намагниченность насыщения, $\text{A} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-1}$	Коэрцитивная сила, $\text{A} \cdot \text{m}^{-1}$
Аморфный магнетит, полученный соосаждением	3391	67.2	5100
Магнетит, полученный измельчением. Фракции частиц диаметром 14.0–19.5 нм	1500	400	2300
Композит галлаузит/магнетит	5176	8.93	7300

\*Значения представлены в единицах измерения системы СИ после пересчета из соответствующих величин, определенных на вибрационном магнитометре VSM-250 в единицах измерения системы CGS ( $[M] = \text{G} \cdot \text{cm}^3 \cdot \text{g}^{-1}$ ;  $[H] = \text{Э}$ ).



щины адсорбированных наночастиц магнетита в таком композите. Поэтому тонкие слои магнетита со значительными локальными искажениями в расположении ионов кислорода и  $\text{Fe}^{2+(3+)}$  являются источниками для инъекции носителей заряда в слои  $\text{SiO}_2$  и  $\text{Al}(\text{OH})_3$ , обеспечивающими функциональные особенности композита [13]. В результате, кроме одноосной магнитной анизотропии, обусловленной наличием переходного слоя между галлуазитом и магнетитом, проявляется анизотропия, связанная с особенностями наночастиц магнетита. Такая анизотропия является важным фактором для переключения спинтронных устройств и является одной из причин повышения поля анизотропии с 3391 до 5176 А/м и коэрцитивной силы композита с 5100 до 7300 А/м.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Синтезированы композиционные материалы на основе галлуазита и наночастиц магнетита. Изучены текстурно-пористые параметры композита и его магнитные свойства. Обнаружено, что изменение параметров пористой структуры галлуазита при формировании композита связано с изменением характера центров адсорбции внутри пор и на поверхности галлуазита вследствие изменения их зарядового состояния при осаждении частиц магнетита. Изменение электронной конфигурации ионов железа может быть связано с формированием переходных слоев с высокой анизотропией ближнего порядка в расположении ионов железа и кислорода осажденных частиц магнетита. Это способствует проявлению специфических свойств магнетита, свойственных материалам с обменной анизотропией, являющейся

важным фактором для эффективной инъекции электронов в слои  $\text{SiO}_2$  или  $\text{Al}(\text{OH})_3$ .

Исследования проведены при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-03-00271).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lvov Yu., Aerov A., Fakhrullin R. // Adv. Colloid Interface Sci. 2014. V. 207. No. 1. P. 189.
2. Zhai Y., Huang Z.C., Fu Y. et al. // J. Appl. Phys. 2007. V. 101. Art. No. 09D126.
3. Воронин Д.В., Садовников А.В., Бегинин Е.Н. и др. // Изв. Саратов. ун-та. Сер. физ. 2013. Т. 13. № 2. С. 50.
4. Zutic I., Fabian Ja., Das S.S. // Rev. Mod. Phys. 2004. V. 76. No. 2. P. 323.
5. Alvarado F.S., Eib W., Meier F. et al. // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 34. No. 6. P. 319.
6. Tazaki K. // Clays Clay Miner. 2005. V. 53. No. 3. P. 224.
7. Dong L., Li M., Zhang S. et al. // Desalination. 2020. V. 476. No. 436. Art. No. 114227.
8. Li L., Wang F., Lv Y. et al. // Appl. Clay Sci. 2018. V. 161. P. 225.
9. Алексеева О.В., Шупко М.Н., Смирнова Д.Н. и др. // Поверхн. Рентген., синхротрон. нейтрон. иссл. 2022. № 3. С. 23; Alekseeva O.V., Shipko M.N., Smirnova D.N. et al. // J. Surf. Invest. X-ray, Synchrotron Neutron Tech. 2021. V. 15. P. S18.
10. Huang Z., Zhai Ya, Lu Y.X. et al. // J. Appl. Phys. 2008. V. 92. No. 11. Art. No. 113105.
11. Correa-Duarte M.A., Giersig M., Kotov N., Liz-Marzán L.M. // Langmuir. 1998. V. 14. No. 22. P. 6430.
12. Wei J., Liu J., Li S. // J. Magn. Magn. Mater. 2007. V. 312. No. 2. P. 414.
13. Чеченин Н.Г. Магнитные наноструктуры и их применение. М.: Грант Виктория ТК, 2006. 166 с.

## Features of the anisotropy properties of a composite based on halloysite nanotubes and amorphous magnetite

M. N. Shipko<sup>a</sup>, M. A. Stepovich<sup>b,\*</sup>, A. V. Noskov<sup>c</sup>, O. V. Alekseeva<sup>c</sup>, D. N. Smirnova<sup>c</sup>

<sup>a</sup> Lenin Ivanovo State Power Engineering University, Ivanovo, 153003 Russia

<sup>b</sup> Tsiolkovsky Kaluga State University, Kaluga, 248023 Russia

<sup>c</sup> G.A. Krestov Institute of Solution Chemistry of the Russian Academy of Sciences, Ivanovo, 153045 Russia

\*e-mail: m.stepovich@mail.ru

The synthesized halloysite/magnetite composite materials, their porous structure, surface morphology, and physicochemical properties have been investigated. It has been established that samples of the halloysite/magnetite composite are characterized by higher values of the effective anisotropy field and coercive force compared to those found for magnetite.

УДК 524.3-16

## ЧТО ВЕК ГРЯДУЩИЙ НАМ ГОТОВИТ?

© 2022 г. Ф. Н. Шакирзянов<sup>1</sup> \*, П. А. Бутырин<sup>1</sup>, С. А. Абдулкеримов<sup>1</sup>, Д. В. Михеев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
“Национальный исследовательский университет “МЭИ”, Москва, Россия

\*E-mail: 3728049@mail.ru

Поступила в редакцию 18.04.2022 г.

После доработки 13.05.2022 г.

Принята к публикации 23.05.2022 г.

Название этой статьи на стыке XX и XXI вв. оказалось весьма популярным и в научной, и в общественно-политической, и в художественной литературе. Но в нашей работе речь идет не о следующем веке, а о вспышках и супервспышках Солнца непосредственно в следующей сотне годов. Споспособны ли мы своевременно предсказать время мощной супервспышки? Умеем ли мы рассчитать губительные для жизни на Земле последствия электромагнитной атаки Солнца, что можно предпринять для сохранения нашей цивилизации?

DOI: 10.31857/S0367676522090265

Астрофизики хорошо изучили мощные вспышки на Солнце – периодически происходящие взрывоподобные выделения энергии в широком диапазоне частот и возникновение мощных потоков вещества, выбрасываемого в околосолнечное пространство. Происходят такие вспышки и на других звездах класса G2, к которому относится и Солнце. Астрофизики обсерватории на Гавайских островах (East Asian Observatory: Hilo, Hawaii), определили мощность вспышки, которая в 2016 г. произошла на звезде JW 566, расположенной в 1500 световых годах от Солнца в созвездии Ориона. Мощность оказалась гигантской: она была в 10 миллиардов раз мощнее типичных солнечных вспышек. Если бы такая вспышка произошла на Солнце, то выброшенное им вещество мгновенно спалило бы все вокруг, Земле пришел бы неминуемый конец. Совсем недавно, 15 февраля 2022 г., супервспышка произошла и на Солнце. Однако человечеству на этот раз повезло: выброс излучения и вещества был направлен не в сторону Земли. Если бы огненный выдох нашего светила затронул нашу планету, то магнитосфера Земли не смогла бы обеспечить необходимый уровень защиты. Даже после относительно слабых вспышек повсеместно на Земле нарушается работа энергосистем и систем связи, нарушается работа электро- и радиооборудования космических аппаратов в околоземном пространстве. Во время супервспышки энергия, излучаемая звездой, увеличивается в десятки тысяч раз. Если это случится на Солнце сейчас, то человечество исчезнет, и на Земле сохранятся лишь простейшие формы жизни.

Супервспышки Солнца происходили неоднократно. Археологические исследования свидетельствуют о супервспышках Солнца в глубокой древности, наблюдались они и в новейшей истории. Подвергалась ли Земля воздействию супервспышек-убийц, неизвестно, но Марс, видимо, подвергался. Считается, что именно супервспышка “сорвала” атмосферу с этой прекрасной планеты и уничтожила жизнь на ней. Случившееся с Марсом показывает, что смертельная угроза жизни на Земле реальна. Перед этой угрозой меркнут все проблемы, решением которых заняты земляне. Все ничтожно перед этой угрозой и борьба отдельных личностей за свое благополучие, и конфликт национальных, социальных групп, стран и союзных образований за лидерство, и даже эпидемии, пандемии, геофизические катастрофы. Если Земля подвергнется воздействию гигантской супервспышки Солнца, исчезнет ее содержащая кислород атмосфера, а жизнь на ней исчезнет совсем или сохранится лишь в простейших формах.

Однако уровень развития нашей цивилизации позволяет подготовиться к этой угрозе не обреченно. Объединенные усилия всех наций условно могут сохранить жизнь на Земле и нашу цивилизацию на ней. Уже сегодня надо приступить к математическому моделированию и решению следующих задач:

– расчет времени, продолжительности, энергии и построение диаграммы направленности излучения и солнечного ветра от супервспышки Солнца;

– определение продолжительности, энергетического уровня и последствий воздействия супервспышки на Землю;

– создание искусственной среды обитания, запасов жизнеобеспечения (энергия, пища, кислород и т.д.);

– создание и закладка на хранение банков биологического фонда, информационных банков знаний и т.п.;

– разработка способов кондиционирования климата планеты и восстановления форм жизни.

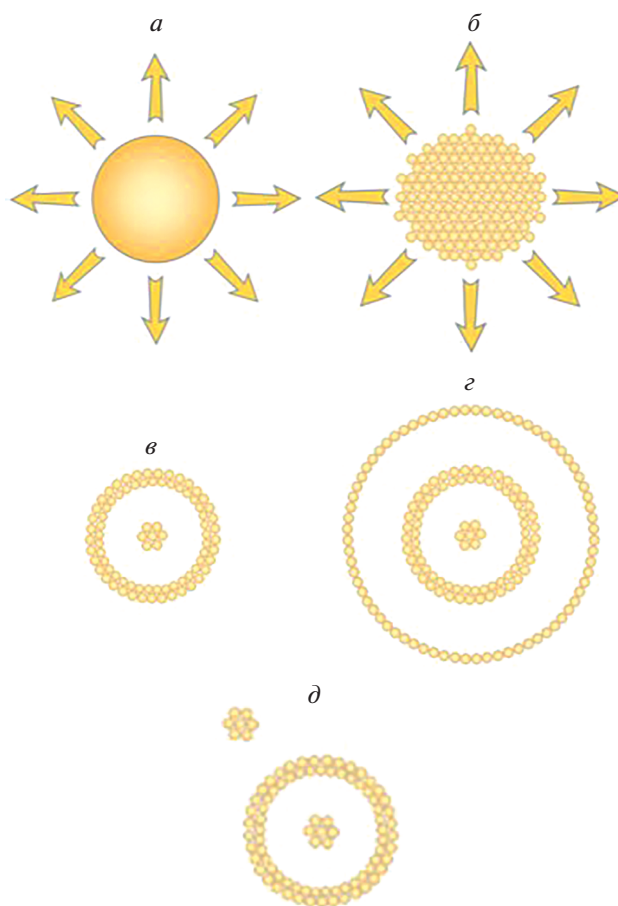
Безусловно, этот список можно многократно увеличить, уточнить, конкретизировать.

На наш взгляд наиболее актуальным является первый пункт этого перечня. К сожалению, общепризнанная модель Солнца [1] не содержит даже намека на механизм возникновения супервспышек. Ранее в [2, 3] нами была предложена новая модель, в которой Солнце представлялось импульсным термоядерным котлом пузырькового кипения. В результате импульсно протекающей термоядерной реакции в ядре Солнца образуется скопление фотонных доменов- вакуумных пузырьков с гигантской концентрацией электромагнитной энергии в них.

Термоядерная реакция в центре ядра Солнца завершается образованием вакуумного пузыря с гигантской концентрацией электромагнитной энергии – фотонного домена (рис. 1а). Выталкивающая сила по всем направлениям одинакова, поэтому фотонный домен остается в центре Солнца.

Последующие взрывы также образуют пузыри, которые слипаются с первым пузырем. В результате в центре образуется сгусток пузырей, на который действуют по всем радиальным направлениям одинаковые выталкивающие силы (рис. 1б).

Эти силы растягивают пузырьковый сгусток и превращают его в сферу с пузырьковыми стенками (рис. 1в), в центре которого образуется новый сгусток. Растягивание сферы продолжается до тех пор, пока его стенка не станет однослойной (рис. 1з). Затем стенка разрушается, и ее пузыри стягиваются в один или несколько периферийных сгустков (рис. 1д). Возможно отделение и одиночных пузырей. Процессы формирования сгустков в центре ядра, их растягивание в сферы, распад сфер, образование периферийных сгустков и пузырей идут непрерывно (рис. 2). То есть из центра ядра Солнца изливаются сферические волны, сгустки пузырей, одиночные пузыри, которые осуществляют транспортировку электромагнитной энергии из ядра в зоны радиации, конвекции, фотосферу, хромосферу, образуют солнечные пятна (корональные дыры), хромосферные вспышки. Так как условия в центре ядра Солнца меняются крайне медленно, то там будут возникать практически одинаковые сгустки пузырей. Одинаковы-



**Рис. 1.** Пузырьковые образования в ядре Солнца: возникновение фотонного домена пузыря в центре Солнца (а); образование шаровидного сгустка пузырей в центре Солнца (б); растяжение шаровидного сгустка и превращение его в сферу с пузырьковой стенкой (в); растяжение сферы с пузырьковой стенкой в сферу с однослойной пузырьковой стенкой (з); разрушение сферы с однослойной пузырьковой стенкой, образование периферийного сгустка пузырьков (д).

ми будут и процессы возникновения и разрушения сфер с пузырьковыми стенками. Кстати, одинаковыми будут и расстояния по радиусу между зонами разрушения. Поэтому в эпоху всплывтия на поверхность таких зон на поверхность активности нашего светила будет максимальной. Вполне возможно, что именно этим объясняется одиннадцатилетний период повторения повышенной активности Солнца.

Массовое всплывтие большого числа фотонных доменов на поверхность Солнца и дает при их лопании супервспышку. Необходимо всесторонне исследовать эту модель с целью получения ответов на первую задачу приведенного выше перечня. Конечно, необходимо иметь в виду, что размеры пузырей не одинаковы. Развернутая про-



Рис. 2. Последующие циклы возникновения и разрушения сфер и шаровидных сгустков в ядре Солнца.

грамма этого исследования приведена нами в [4]. Она содержит десять задач. Все они поставлены впервые и весьма сложны. Для примера обсудим одну из них.

Пятая задача — задача о всплытии пузырей к поверхности Солнца. Как всплывают одиночные пузыри, пары и группы пузырей, ламинарно или турбулентно? Как долго длится процесс всплытия? Как решение этих проблем зависит от размера пузырей?

Конечно, такая задача никем, никогда не ставилась и не решалась. Задача о движении фотонных доменов в плазме имеет самостоятельное значение для газодинамики и физики плазмы. Но одновременно она является и задачей о переносе гигантских порций электромагнитной энергии в плазменной среде на огромные расстояния, от центра Солнца до ее поверхности, практически без потерь при транспортировке. Наиболее близка к этой задаче по алгоритму решения задача о двухфазных течениях паро- и газожидкостных смесей, в частности, задача о всплытии воздушно-газовых пузырей в поле силы тяжести. На протяжении последних десятилетий над этой задачей трудятся многочисленные коллективы исследователей, занятых проведением сложных экспериментов [5–7] и разработкой новых вычислительных методов и алгоритмов [8–11]. В связи со сложностью экспериментов для многочисленных технических приложений конкретные задачи решаются цифровым моделированием и численными методами. Несмотря на определенные успехи в этой области, до сих пор универсальных методов цифрового моделирования даже двухфазного течения паро- и газожидкостных смесей, не существует. Созданы неплохие модели для описания движения пузырьков воздуха в жидкости в поле силы тяжести. Движение пузырьков является определяющим для описания многих процессов (флотация руд, барботаж, кавитация и т.д.). Расчет основан на решении системы уравнений

Навье—Стокса, в общем случае представленной в виде [11]:

$$\begin{aligned} \operatorname{div}(\bar{v}) &= 0; \quad \frac{\partial(\rho\bar{v})}{\partial t} + \operatorname{div}[\rho\bar{v} \times \bar{v}] = \\ &= -\nabla p + \operatorname{div} T + \rho\bar{g} + \int_s \sigma'_i n'_i \delta(t-t') ds; \\ \frac{\partial\alpha'_i}{\partial t} + \bar{v}\nabla\alpha_i &= 0, \end{aligned}$$

где  $\rho, \bar{v}, p$  — плотность, скорость, давление и время, соответственно,  $T$  — тензор вязких напряжений,  $\bar{g}$  — объемные силы, включающие в себя силы тяжести,  $\alpha_i$  — концентрация  $i$ -го вещества,  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения, которые появляются в случае рассмотрения всплытия газообразных пузырьков.

Обычно искомой величиной является скорость пузырька. Интересуются также траекторией движения, изменением формы пузырька и т.п. Для расчета очень важны безразмерные числа, характеризующие всплытие газообразных пузырьков — это числа Рейнольдса, Этвеша и Мортонна.

Число Рейнольдса  $Re = \frac{v d}{w}$  ( $d$  — эквивалентный диаметр пузырька,  $w$  — кинематическая вязкость жидкости) характеризует влияние обтекания жидкости вокруг пузырька на характер всплытия; число Этвеша  $\epsilon_0 = \frac{g_{\text{эф}} |\rho_r - \rho_j| d}{\sigma}$ , характеризующее соотношение сил плавучести и поверхностного натяжения и число Мортонна  $M_0 = \frac{g_{\text{эф}} w^2 |\rho_r - \rho_j|}{\sigma^3}$ , характеризующее совокупное соотношение вязкости. Здесь  $g_{\text{эф}} = g - \frac{Dv}{Dt}$  — величина эффективного ускорения,  $D/Dt$  — субстанциональная производная.

Задача о движении вакуумного пузыря — фотонного домена много сложнее, чем задача о всплытии воздушного пузырька, так как все параметры солнечного вещества и самого пузыря

сложным образом меняются при движении пузыря от центра Солнца до его поверхности. Для воздушного пузырька обычно ограничиваются расчетом его скорости, а для фотонного домена важно рассчитать его координаты внутри Солнца в произвольный момент времени от его рождения до гибели. На основании приведенной модели можно в нулевом решении определить время жизни движущегося фотонного домена внутри Солнца. Расчет дает результат – примерно 80 миллионов лет.

Безусловно, исчерпывающе корректное решение, включающее и ламинарное, и турбулентное всплытие пузыря, групп пузырей – сложная, интересная и красивая задача, часть исследований по обоснованию адекватности модели Солнца с горячим ядром [4].

Результатом исследований должно стать создание цифрового двойника Солнца. Эта задача ставится нами впервые. В Швейцарии объявлена десятилетняя программа создания цифрового двойника Земли. Мы же ставим задачу создания цифрового двойника Солнца. При этом необходимо максимально использовать данные и информацию о Солнце за всю историю его научных наблюдений. Совпадение картины жизни Солнца и его цифрового двойника за последние сто лет даст возможность искать, находить, а следовательно, заглянуть в будущее, то есть предсказывать будущее реального Солнца с помощью его цифрового двойника и, в частности, предсказать

время, мощность его вспышек, супервспышек в будущем.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bethe H.A., Salpeter E.E.* Quantum mechanics of one- and two-electron atoms. Berlin: Springer, 1957. 368 p.
2. *Бутырин П.А., Шакирзянов Ф.Н.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 8. № 8. С. 1127; *Butyrin P.A., Shakirzianov F.N.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 8. P. 1016.
3. *Шакирзянов Ф.Н.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. №5. С. 704; *Shakirzianov F.N.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 81. No. 5. P. 580.
4. *Шакирзянов Ф.Н., Бутырин П.А., Абдулкеримов С.А., Михеев Д.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 11. С. 1527; *Shakirzianov F.N., Butyrin P.A., Abdulkarimov S.A., Mikheev D.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 85. No. 11. P. 1198.
5. *Ellingsen K., Risso F.* // J. Fluid. Mech. 2001. V. 440. P. 235.
6. *Veldhuis C., Biesheuvel A., Wijngaarden L.* // Phys. Fluids. 2008. V. 20. P. 1.
7. *Duineveld P.C.* // J. Fluid. Mech. 1995. V. 292. P. 325.
8. *Boisson N., Malin M.R.* // Int. J. Num. Meth. Fluids. 1996. V. 23. No. 12. P. 1289.
9. *Hua J., Stene J., Lin P.* // J. Comp. Phys. 2008. V. 227. No. 6. P. 3358.
10. *Chen L., Garimella S.V., Reizes J.A. et al.* // J. Fluid Mech. 1999. V. 387. P. 61.
11. *Козелков А.С., Ефремов В.П., Дмитриев С.М. и др.* // Фунд. и прикл. гидрофиз. 2018. Т. 11. № 4. С. 73.

## What is the coming century preparing for us?

**F. N. Shakirzianov<sup>a,\*</sup>, P. A. Butyrin<sup>a</sup>, S. A. Abdulkarimov<sup>a</sup>, D. V. Mikheev<sup>a</sup>**

<sup>a</sup>National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Moscow, 111250 Russia

\*e-mail: 3728049@mail.ru

The title of this article at the turn of the 20th and 21st centuries turned out to be very popular in scientific, socio-political and fiction. But in our work we are not talking about the next century, but about solar flares and superflares directly in the next hundred years. Are we able to timely predict the timing of a powerful superflare? Are we able to calculate the consequences of the electromagnetic attack of the Sun that are detrimental to life on Earth, what can be done to preserve our civilization?

УДК 537.624:537.632

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЕРВОЙ МОДЫ ОБРАТНЫХ ОБЪЕМНЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН СО СЛАБОКОНТРАСТНЫМ МАГНОННЫМ КРИСТАЛЛОМ

© 2022 г. С. В. Герус<sup>1</sup> \*, А. Ю. Анненков<sup>1</sup>, Э. Г. Локк<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
“Институт радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова Российской Академии Наук”,  
Фрязинский филиал, Фрязино, Россия

\*E-mail: svg318@ire216.msk.su

Поступила в редакцию 18.04.2022 г.

После доработки 13.05.2022 г.

Принята к публикации 23.05.2022 г.

Исследована брэгговская дифракция слаборасходящегося луча первой моды обратной объемной спиновой волны на слабоконтрастном магнонном кристалле. Обнаружены эффекты уширения и расслоения лучей нулевого и первого порядков дифракции на нитевидные лучи, а также непрохождение через магнонный кристалл лучей нулевого и первого порядка дифракции в некоторой полосе частот.

DOI: 10.31857/S0367676522090071

В последнее время большое внимание привлекает к себе проблема создания искусственных сред, которые, обладая некоторыми известными, исходными свойствами, в результате усложнения приобретают новые, дополнительные качества. Как известно в намагниченных ферритовых пленках могут распространяться волны прецессии намагниченности – спиновые волны (СВ) [1]. Если создать в ферритовой пленке регулярную структуру, период которой соизмерим с длиной наблюдаемой СВ, то образуется новая среда – магнонный кристалл (МК), в котором по отношению к СВ проявляются как пространственно-периодические свойства кристалла, так и специфические свойства ферритовой пленки, такие, как анизотропия, наводимая полем подмагничивания, нелинейная дисперсия, незамкнутость изочастотных кривых и невзаимность распространения СВ.

Ранее были опубликованы работы по созданию МК на системе периодических канавок в ферритовой пленке [2], на металлических [3] решетках, ультразвуковых волнах [4] и т.д. Проводились также теоретические и экспериментальные исследования по распространению поверхностных СВ через контрастные [5, 6] и слабоконтрастные магнонные кристаллы [7–10]. В данной работе впервые изложены результаты экспериментального исследования, посвященного взаимодействию слабоконтрастного МК с обратными объемными спиновыми волнами (ООСВ).

Следует отметить, что распределение магнитного потенциала ООСВ по толщине ферритовой пластины является несимметричным<sup>1</sup>, т.е., наибольший максимум потенциала (которому соответствует основная часть энергии волны) всегда локализован либо на одной из поверхностей пластины, либо вблизи нее [11, 12]. При этом двум ООСВ с волновыми векторами, ориентированными под углами  $+\varphi$  и  $-\varphi$  по отношению к вектору внешнего магнитного поля  $\overline{H}_0$ , соответствуют распределения магнитного потенциала, имеющие наибольший максимум у разных поверхностей пластины. Очевидно также, что невзаимные свойства ООСВ зависят от частоты, ориентации  $\varphi$  волнового вектора, номера моды и других параметров волны и феррита (подробнее см. [11, 12]).

В свою очередь, слабоконтрастный МК сформирован так, что амплитуда его собственного пространственно-периодического магнитного поля максимальна только на одной (внешней) поверхности ферритовой пленки (на которой находится магнитная сигналограмма, создающая это поле [7–10]). Поэтому при исследовании взаимодействия ООСВ с МК можно условно выделить два случая – когда стационарное поле МК и основная часть СВЧ поля ООСВ локализованы у

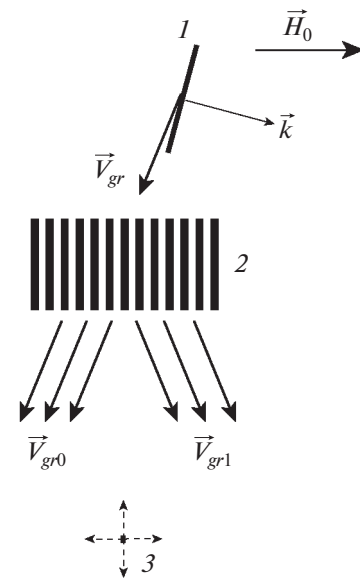
<sup>1</sup> Исключением является случай, когда ООСВ распространяется вдоль внешнего магнитного поля; в этом случае волна характеризуется симметричным распределением магнитного потенциала.

разных поверхностей ферритового слоя и когда эти поля локализованы у одной и той же поверхности. Ниже приводятся результаты экспериментального исследования взаимодействия первой моды ООСВ со слабоконтрастным МК для второго случая, при котором взаимодействие между МК и ООСВ максимально, а контрастность визуализации ООСВ в эксперименте достаточно высока.

Схема эксперимента в плоскости ферритовой пленки показана на рис. 1. В качестве ферритового образца использовалась пленка ЖИГ толщиной  $s = 38.7$  мкм с намагниченностью насыщения  $4\pi M_0 = 1852$  Гс. Внешнее однородное поле имело величину  $H_0 = 463$  Э. Линейный преобразователь, имевший длину 5 мм, был расположен на поверхности пленки ЖИГ таким образом, чтобы волновые векторы возбуждающихся ООСВ были ориентированы под углом  $\varphi = -25^\circ$  по отношению к вектору  $\vec{H}_0$  (рис. 1). Как показали предварительные расчеты, выполненные на основе работ [13, 14], при выбранной ориентации преобразователя в пленке ЖИГ в широком интервале частот должны возбуждаться лучи первой моды ООСВ, характеризующиеся малой дифракционной расходимостью и вектором групповой скорости  $\vec{V}_{gr}$ , ориентированным примерно под углом  $\psi = -120^\circ$  к вектору  $\vec{H}_0$  (рис. 1). Как уже упоминалось, распределение ООСВ в сечении ферритовой пленки и величина угла  $\psi$  должны зависеть от частоты волны.

На пути распространения слаборасходящегося луча ООСВ располагался участок одномерного слабоконтрастного МК. Пространственно-периодическое магнитное поле МК создавала тонкая высококоэрцитивная полоска магнитофонной ленты, на которой была записана синусоидальная магнитная сигналограмма. Располагаясь на поверхности пленки ЖИГ, магнитофонная лента с периодическим магнитным полем, слабым по сравнению с полем  $H_0$ , формировала в пленке слабоконтрастный МК с периодом 810 мкм, что соответствовало значению вектора решетки  $q = 77.6$  см<sup>-1</sup>. На рис. 1 решетка МК условно изображена в виде ряда чередующихся полосок. При выполнении экспериментов вектор решетки МК  $\vec{q}$  был ориентирован параллельно вектору  $\vec{H}_0$ , что обеспечило выполнение условий брэгговской дифракции для ООСВ на решетке кристалла в некотором диапазоне частот. В частности, к этим условиям относятся, во-первых, закон сохранения энергии (частоты), являющийся следствием стационарности пространственно-периодического поля МК во времени:

$$f(\vec{k}_i) = f(\vec{k}_r), \quad (1)$$



**Рис. 1.** Схема эксперимента в плоскости ферритовой пленки: 1 – СВЧ-преобразователь, возбуждающий луч ООСВ, 2 – область расположения МК, 3 – подвижный приемный зонд. Показаны волновой вектор  $\vec{k}$  и вектор групповой скорости  $\vec{V}_{gr}$  исходной ООСВ, а также векторы групповой скорости  $\vec{V}_{gr0}$  и  $\vec{V}_{gr1}$  лучей нулевого и первого порядка дифракции.

где  $f$  и  $\vec{k}_i$  – частота и вектор волны, падающей на кристалл, а  $f$  и  $\vec{k}_r$  – частота и вектор волны, прошедшей на кристалле. И, во-вторых, – закон сохранения импульса

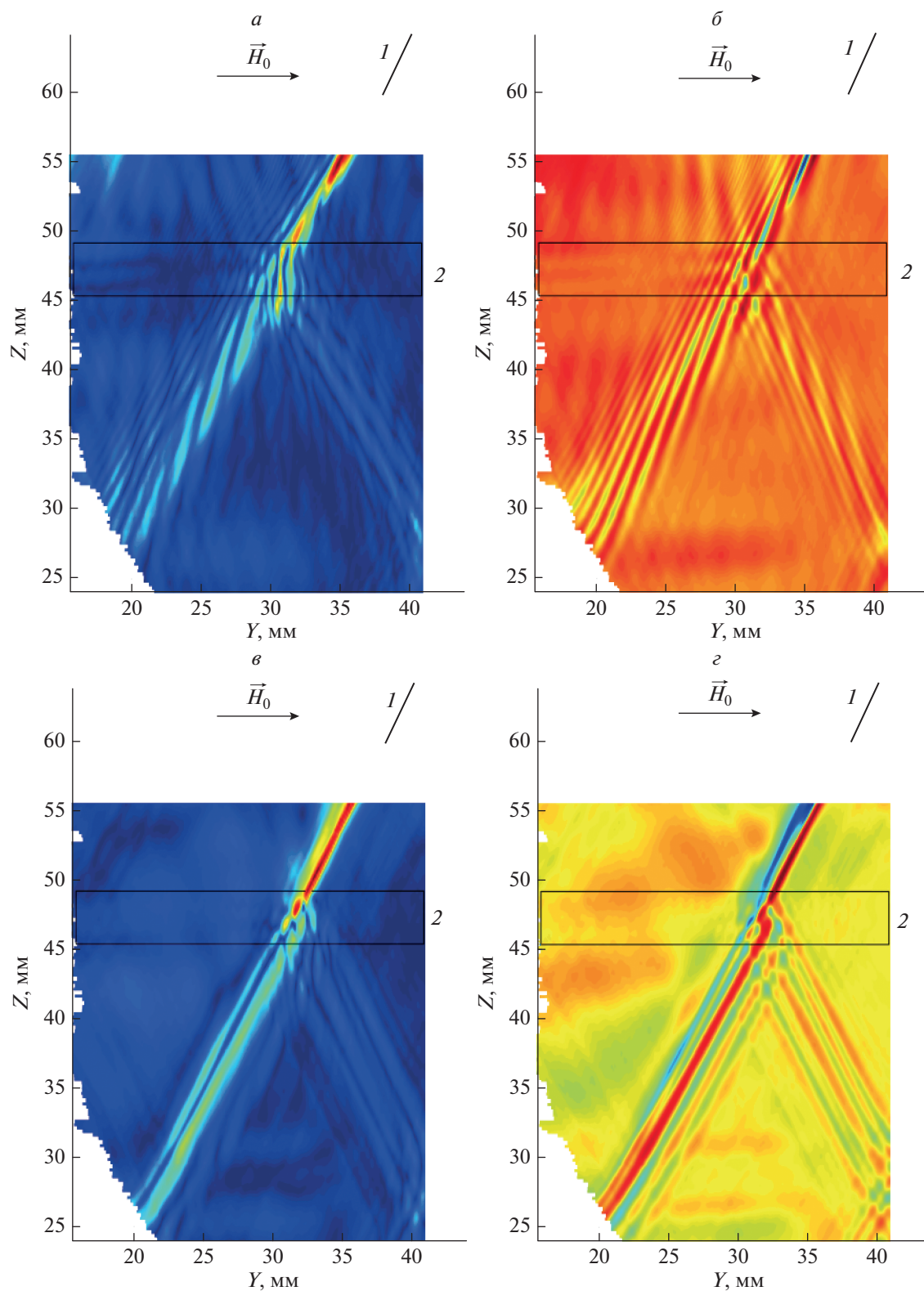
$$\vec{k}_r = \vec{k}_i + \vec{q}, \quad (2)$$

являющийся аналогом условия Брэгга–Вульфа при рассеянии рентгеновских лучей на обычном кристалле.

Для уточнения типа дифракции, который будет наблюдаться при рассеянии ООСВ на МК, была предварительно оценена величина волнового параметра  $Q$ , введенного в [9] и аналогичного тому, который используется в акустооптике

$$Q = \frac{q^2 L}{k_i}, \quad (3)$$

где  $L$  – ширина МК. Для возникновения брэгговской дифракции ООСВ на МК необходимо, чтобы при проведении эксперимента выполнялось условие  $Q \gg 1$ . При  $Q \ll 1$  рассеяние ООСВ на МК будет соответствовать случаю раманнатовской дифракции. Как показали расчеты, в описываемом ниже эксперименте реализуется случай, в котором  $q \sim k_i \sim 80$  см<sup>-1</sup>,  $L = 0.4$  см и, следовательно, величина  $Q$  приблизительно равна  $32 \gg 1$ , – т.е.,



**Рис. 2.** Визуализированные распределения модуля ( $a$ ,  $v$ ) и реальной компоненты ( $b$ ,  $z$ ) комплексной амплитуды ООСВ в плоскости ферритовой пленки для частот 2800 МГц ( $a$ ,  $b$ ) и 2875 МГц ( $v$ ,  $z$ ): 1 – СВЧ-преобразователь, возбуждающий луч ООСВ, 2 – область ферритовой пленки, где находится МК.



выполняются условия для возникновения дифракции Брэгга.

Измерение распределения ООСВ вдоль поверхности ферритовой пленки осуществлялось методом подвижного зонда, представлявшего собой короткую приемную антенну (подробнее о методике измерений см. [15]). Для проведения измерений в области существования МК, весь образец вместе с сигналограммой был покрыт тонкой диэлектрической пленкой, что не позволяло подвижному зонду смещать магнитную сигналограмму в процессе измерений. Зонд измерял распределение комплексной амплитуды ООСВ в ферритовой пленке. Распределение модуля комплексной амплитуды ООСВ фактически дает представление о распределении и направлении распространения энергии ООСВ в плоскости ферритовой пленки и МК, а распределение реальной (или мнимой) компоненты — представление о форме волновых фронтов и о направлении фазовой скорости ООСВ.

Распределения модуля и реальной компоненты комплексной амплитуды ООСВ вдоль поверхности пленки ЖИГ, полученные в результате проведенных экспериментов, представлены на рис. 2. Линейный преобразователь, возбуждавший ООСВ, изображен на рис. 2 отрезком 1, а область пленки 2, где находится МК, ограничена прямоугольником. Как видно из рис. 2а, 2б при частоте 2800 МГц исходный луч ООСВ имеет несколько фронтов и после взаимодействия с МК часть луча проходит через него, образуя дифракционный максимум нулевого порядка, а другая часть отклоняется, образуя луч первого дифракционного максимума. С увеличением частоты и, следовательно, с уменьшением волнового числа ориентация  $\psi$  вектора групповой скорости  $\vec{V}_{gr}$  падающего луча относительно вектора  $\vec{H}_0$  меняется от  $\psi = -122^\circ$  при 2800 МГц до  $\psi = -116^\circ$  при 2900 МГц. В диапазоне частот 2850–2870 МГц оба продифрагировавших луча практически пропадают. С дальнейшим увеличением частоты при  $f = 2875$  МГц (рис. 2в, 2г) падающий луч становится практически однородным, а оба продифрагировавших луча опять появляются, но луч первого порядка оказывается шире, чем луч нулевого порядка. Отметим также, что оба дифракционных луча состоят из отдельных однородных продольных нитевидных лучей. С увеличением частоты эта тенденция сохраняется, причем нитевидных лучей становится больше и их контрастность падает.

Фурье анализ полученных картин не дает возможности исчерпывающе исследовать дисперсионные характеристики продифрагировавших лучей. Это связано, по-видимому, с сильным расщеплением лучей нулевого и первого порядков дифракции, вследствие чего их фронты перестают быть плоскими и их уже сложно представить в

виде разложения в интеграл Фурье по плоским волнам: неоднородность по ширине каждой нити луча становится большой и эффективное волновое число включает в себя именно эту неоднородность, а в продольном направлении луча при частотах выше 2860 МГц (рис. 2в, 2г) указанные нити фактически представляют собой деформированные волновые фронты.

Следует отметить также, что описываемые исследования проводились на сравнительно толстой пленке ЖИГ толщиной  $s = 38.7$  мкм. Хотя в таких пленках ООСВ возбуждается лучше, чем в более тонких пленках, толстые пленки, как правило, состоят из множества ферритовых слоев с близкими, но разными магнитными параметрами [16]. Предварительные исследования показали, что использованная пленка ЖИГ тоже имела не меньше пяти таких слоев. Это обстоятельство значительно усложнило трактовку результатов Фурье анализа для лучей ООСВ нитевидной формы.

Таким образом, в данной работе исследовано взаимодействие первой моды ООСВ со слабokonтрастным МК для случая, когда стационарное поле МК и основная часть СВЧ поля ООСВ локализованы у одной и той же поверхности ферритовой пленки и, следовательно, взаимодействие между МК и ООСВ максимально, а контрастность визуализации ООСВ в эксперименте достаточно высока. В эксперименте наблюдалась брэгговская дифракция слаборасходящегося луча ООСВ на магнитном кристалле. В зависимости от частоты ООСВ обнаружено изменение направления и формы как падающего луча, так и лучей нулевого и первого порядка дифракции, в том числе уширение и расщепление на нити этих лучей. В полосе частот от 2850 до 2870 МГц наблюдалось одновременное непрохождение через МК лучей нулевого и первого порядка дифракции.

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Damon R.W., Eshbach J.R. // J. Phys. Chem. Solids. 1961. V. 19. No. 3/4. P. 308.
2. Гуляев Ю.В., Никитов С.А., Плещский В.П. // Радиотехн. и электрон. 1981. Т. 26. № 11. С. 2282.
3. Owens J.M., Smith C.V., Mears T.S. // IEEE MTT-S. Intern. Microwave Symp. Digest. 1979. P. 154.
4. Гуляев Ю.В., Медведь А.В., Крысталь Р.Г., Сорокин В.Г. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 9. С. 502.
5. Высоцкий С.Л., Кожевников А.В., Казаков Г.Т. и др. // Изв. вузов. Прикл. нелинейн. динам. 2007. Т. 15. № 3. С. 58.
6. Банков С.Е., Никитов С.А. // Радиотехн. и электрон. 2008. Т. 53. № 5. С. 545; Bankov S.E., Nikitov S.A. // J. Commun. Techn. Electron. 2008. V. 53. No. 5. P. 515.

7. Герус С.В., Харитонов В.Д. // ФММ. 1984. Т. 58. № 6. С. 1069.
8. Вороненко А.В., Герус С.В. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. № 12. С. 746.
9. Герус С.В. Магнитостатические волны в пространственно-периодических и двумерно-неоднородных магнитных полях. Дис. ... докт. физ.-мат. наук. Фрязино: ИРЭ РАН, 2010. 317 с.
10. Анненков А.Ю., Герус С.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 8. С. 1091; *Annenkov A. Yu., Gerus S.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 8. P. 984.
11. Васьковский А.В., Локк Э.Г. // УФН. 2006. Т. 176. № 4. С. 403; *Vashkovsky A.V., Lock E.H.* // Phys. Usp. 2006. V. 49. No. 4. P. 389.
12. Локк Э.Г. // Радиотехн. и электрон. 2020. Т. 65. № 3. С. 267; *Lock E.H.* // J. Commun. Technol. Electron. 2020. V. 65. No. 3. P. 265.
13. Локк Э.Г. // УФН. 2012. Т. 182. № 12. С. 1327; *Lock E.H.* // Phys. Usp. 2012. V. 55. No. 12. P. 1239.
14. Локк Э.Г. // Радиотехн. и электрон. 2015. Т. 60. № 1. С. 102; *Lokk E.G.* // J. Commun. Technol. Electron. 2015. V. 60. No. 1. P. 33.
15. Анненков А.Ю., Герус С.В. // Радиотехн. и электрон. 2012. Т. 57. № 5. С. 572; *Annenkov A. Yu., Gerus S.V.* // J. Commun. Techn. Electron. 2012. V. 57. No. 5. P. 519.
16. Герус С.В., Локк Э.Г. Анненков А.Ю. // Радиотехн. и электрон. 2021. Т. 66. № 12. С. 1216; *Gerus S.V., Lock E.H., Annenkov A. Yu.* // J. Commun. Technol. Electron. 2021. V. 66. No. 12. P. 1378.

## Interaction of backward volume spin waves with a low contrast magnon crystal

S. V. Gerus<sup>a, \*</sup>, A. Yu. Annenkov<sup>a</sup>, E. H. Lock<sup>a</sup>

<sup>a</sup> *Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics of the Russian Academy of Sciences,  
Fryazino Branch, Fryazino, 141190 Russia*

\*e-mail: [edwin@ms.ire.rssi.ru](mailto:edwin@ms.ire.rssi.ru)

The effect of Bragg diffraction of a weakly divergent beam of a backward bulk spin wave on a low contrast magnon crystal is discovered. Broadening and stratification of beams of zero and first orders of diffraction into filamentary beams was observed. In a certain frequency band, it was found that not only the zero-order beam, but also the first-order diffraction beam did not pass through the magnon crystal simultaneously.

УДК 537.624:537.632

## О ВОЗМОЖНОСТИ НЕИСКАЖЕННОЙ ПЕРЕДАЧИ ПОЛЕЗНОГО СИГНАЛА С ПОМОЩЬЮ ПОВЕРХНОСТНЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В СТРУКТУРЕ МЕТАЛЛ–ФЕРРИТ–ДИЭЛЕКТРИК–МЕТАЛЛ

© 2022 г. Э. Г. Локк<sup>1, \*</sup>, С. В. Герус<sup>1</sup>, А. Ю. Анненков<sup>1</sup>, А. В. Луговской<sup>1</sup><sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки“Институт радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова Российской академии наук”,  
Фрязинский филиал, Фрязино, Россия

\*E-mail: edwin@ms.ire.rssi.ru

Поступила в редакцию 18.04.2022 г.

После доработки 13.05.2022 г.

Принята к публикации 23.05.2022 г.

Исследованы характеристики поверхностной спиновой волны, распространяющейся перпендикулярно направлению однородного магнитного поля в касательно-намагниченной плоскопараллельной структуре металл–феррит–диэлектрик–металл. Установлено, что при определенных параметрах структуры на дисперсионной зависимости этой волны возникают квазилинейные участки, которые могут обеспечить неискаженную передачу полезного сигнала, модулирующего поверхностную спиновую волну.

DOI: 10.31857/S0367676522090174

В касательно-намагниченной ферритовой пленке могут возбуждаться и распространяться с малыми потерями дипольные спиновые волны (СВ), впервые описанные в магнитостатическом приближении в работе [1]. Несмотря на многообразие физических эффектов, возникающих при распространении СВ [2], разработка и применение приборов с использованием этих волн не получили заметного распространения в технике СВЧ по ряду причин, одной из которых является нелинейный характер дисперсионных зависимостей СВ в свободной ферритовой пленке и структурах на ее основе. То есть, для СВ нельзя получить линейную дисперсионную зависимость в широком диапазоне частот, подобную дисперсионным зависимостям, которыми обладают акустические волны в акустических кристаллах. Однако в некотором интервале частот на дисперсионной зависимости СВ в ряде ферритовых структур можно создать квазилинейный участок, степень линейности которого, определяемая параметрами структуры, будет удовлетворять техническим требованиям, предъявляемым к устройствам обработки сигналов. Ниже исследована возможность линейзации дисперсионных зависимостей СВ с помощью расположения вблизи поверхностей ферритовой пленки металлических плоскостей.

Очевидно, что самой простой и применяемой на практике является структура, в которой над ферритовой пленкой расположен металлический экран, параллельный плоскости пленки, а между

ферритом и металлом имеется зазор воздуха (или вакуума) шириной  $w$  (такая структура будет выглядеть также, как и структура на рис. 1 при отсутствии верхнего металлического экрана). Пусть в данной структуре металл–диэлектрик–феррит (МДФ) в направлении оси  $y$  распространяется поверхностная СВ (ПСВ) с частотой  $\omega_0 = 2\pi f_0$  и волновым числом  $k_{y0}$ . Как показали эксперименты и расчеты [3, 4], дисперсионные зависимости ПСВ  $f(k_y)$  в данной структуре могут иметь точки перегиба, в которых  $\partial^2 \omega / \partial k_y^2 = \partial U / \partial k_y = 0$ , где  $U$  – величина групповой скорости ПСВ.

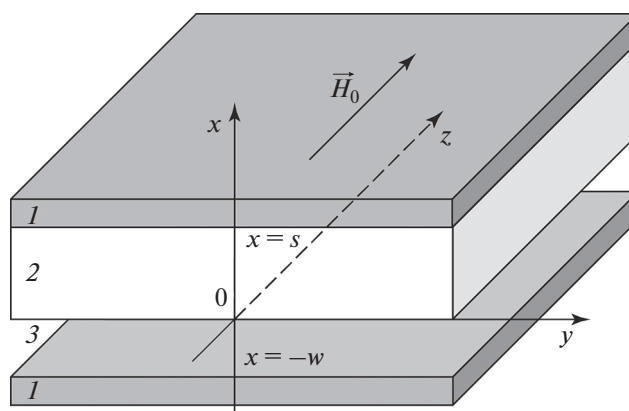


Рис. 1. Геометрия задачи: 1 – идеально проводящий металл, 2 – ферритовая пленка, 3 – промежуток диэлектрика (или вакуума).

Как было показано в работе [5], расстояние  $S$ , которое полезный сигнал, модулирующий ПСВ с частотой  $f_0$ , может пробежать в такой структуре вдоль оси  $y$  без искажений (сохраняя свою форму), ограничено условием

$$\left| \frac{\pi}{U} \frac{\partial U}{\partial \lambda} \Big|_{\lambda=\lambda_0} S \right| \ll 1, \quad (1)$$

в которое входят модуль  $U$  вектора групповой скорости модулируемой волны, длина модулируемой волны  $\lambda_0 = 2\pi/k_{y0}$  и значение производной  $\partial U/\partial \lambda$ , вычисляемое при  $\lambda = \lambda_0$ .

Условие (1) удобно записать также в виде  $S \ll S_{cr}$ , где критическое расстояние  $S_{cr}$  вычисляется по формуле [6]

$$S_{cr} = 2k_y^{-2} \frac{\left| \frac{\partial \omega}{\partial k_y} \Big|_{k_y=k_{y0}} \right|^2}{\left| \frac{\partial^2 \omega}{\partial k_y^2} \Big|_{k_y=k_{y0}} \right|^2} \quad \text{или} \quad S_{cr}/\lambda = (\pi k_y)^{-1} \frac{\left| \frac{\partial \omega}{\partial k_y} \Big|_{k_y=k_{y0}} \right|^2}{\left| \frac{\partial^2 \omega}{\partial k_y^2} \Big|_{k_y=k_{y0}} \right|^2}, \quad (2)$$

в которую входят первая и вторая производные дисперсионной зависимости исследуемой структуры.

Отметим, что для оценки линейности дисперсионной зависимости структуры удобно вычислять не абсолютные значения величины  $S_{cr}$ , а отношение  $S_{cr}/\lambda$ , которое показывает, сколько длин волн  $\lambda$  может пробежать полезный сигнал, сохраняя свою форму (оставаясь практически неискаженным) при различных значениях волнового числа  $k_y$  и соответствующих значениях несущей частоты  $f_0$  модулируемой волны. Формулы (1)–(3) справедливы для волн различной природы в анизотропных средах и структурах.

Очевидно, что если ПСВ имеет частоту  $f_0$  и волновое число  $k_{y0}$ , соответствующие одной из точек перегиба (в которой  $\partial^2 \omega / \partial k_y^2 = 0$ ), то, в соответствии с (2), при модуляции этой ПСВ полезным сигналом отношение  $S_{cr}/\lambda_0 \rightarrow \infty$ . Как показано в [4], в структуре МДФ вблизи таких значений  $k_{y0}$  и  $f_0$  возникают небольшие интервалы волнового числа шириной 5–10 см<sup>-1</sup> и интервалы частоты шириной 3–10 МГц, которые можно использовать при разработке спинволновых приборов для реализации неискаженной передачи полезного сигнала.

Казалось бы, изменяя толщину диэлектрика в структуре МДФ, можно реализовать более близкое расположение точек перегиба друг к другу и таким способом увеличить указанные интервалы волнового числа и частоты. Действительно, при изменении толщины диэлектрика точки перегиба немного приближаются друг к другу, но затем опять начинают удаляться друг от друга [4]. В итоге, при наибольшем сближении точек перегиба отношение  $S_{cr}/\lambda$  между ними имеет величину порядка 12, в то время как в самих точках перегиба  $S_{cr}/\lambda \rightarrow \infty$ . Таким образом, в структуре МДФ нельзя значительно увеличить интервалы волно-

вого числа и частоты, внутри которых отношение  $S_{cr}/\lambda$  было бы больше 50 или 100.

Можно предположить, что для “сближения” точек перегиба следует выбрать структуру, имеющую более сложное дисперсионное уравнение и не один варьируемый параметр, а больше. То есть, необходимо исследовать, например, изменение отношения  $S_{cr}/\lambda$  в структуре металл–диэлектрик–феррит–диэлектрик–металл (МДФДМ), где можно варьировать толщины обеих диэлектрических слоев. Дисперсионные зависимости ПСВ, распространяющихся в структуре МДФДМ вдоль оси  $y$ , исследовались ранее как с использованием магнитостатического приближения [7–10], так и без него [11]. Опираясь на полученные результаты, для намеченной цели можно использовать структуры МДФДМ с такими параметрами, при которых на дисперсионной зависимости ПСВ появятся достаточно широкие квазилинейные участки. Рассмотрим ниже наиболее простой случай структуры МДФДМ, у которой один из слоев диэлектрика отсутствует и металлический экран расположен непосредственно на поверхности феррита (рис. 1), то есть, рассмотрим структуру МДФДМ. Дисперсионные зависимости для такой структуры, рассчитанные для величины  $H_0 = 300$  Э, толщины и намагниченности пленки  $s = 10$  мкм и  $4\pi M_0 = 1750$  Гс, показаны на рис. 2, а зависимости отношения  $S_{cr}/\lambda$  от волнового числа ПСВ  $k_y$  – на рис. 3. Расчеты, представленные на рис. 2 и 3, выполнены без использования магнитостатического приближения на основе дисперсионного уравнения, полученного в [11].

Как видно из рис. 2 и 3 при приближении снизу к ферритовой пленке второй металлической поверхности, характеристики ПСВ изменяются таким образом, что при толщине диэлектрика  $w$  примерно 6–9 мкм на дисперсионной зависимости волны  $f(k_y)$  вблизи малых значений  $k_y$  возникает квазилинейный участок, на котором ПСВ имеет почти постоянное значение групповой ско-

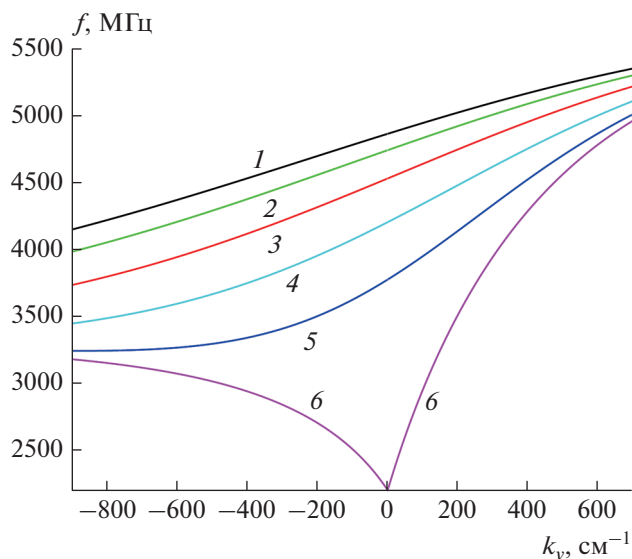


Рис. 2. Дисперсионные зависимости ПСВ  $f(k_y)$  в структуре МФДМ при следующих значениях толщины диэлектрика  $w$ : 5, 6, 8, 12, 20 мкм и  $\infty$  (кривые 1–6).

рости  $U$  в более широком интервале частот и волновых чисел, чем при других значениях  $w$  (см. кривые 2 и 3 на рис. 2). Такое изменение зависимости  $f(k_y)$  возникает из-за того, что при  $w \sim 6$ –9 мкм две точки, в которых отношение  $S_{cr}/\lambda \rightarrow \infty$ , оказываются расположены достаточно близко друг к другу (см. кривые 2 и 3 на рис. 3), что и позволяет увеличить интервал волновых чисел  $\Delta k_y$  и интервал частоты  $\Delta f$ , в которых  $S_{cr}/\lambda > 100$ , до значений порядка 130  $\text{см}^{-1}$  и 130 МГц соответственно, то есть, существенно увеличить эти интервалы по сравнению со структурой МДФ, описанной в [4].

Следует, однако, отметить, что внутри интервалов  $\Delta k_y$  и  $\Delta f$  находится небольшой участок дисперсионной зависимости (вблизи начальной части спектра ПСВ, где  $k_y \sim 2 \text{ см}^{-1}$  и меньше), внутри которого дисперсионное уравнение, описывающее ПСВ без магнитоэлектростатического приближения, не имеет решений [11]. Этот факт необходимо учитывать при проектировании приборов спинволновой электроники с использованием структуры МФДМ (зависимости ПСВ на рис. 2 и 3 представлены в таком масштабе, что эти участки не заметны).

Таким образом, установлено, что при определенных параметрах структуры МФДМ на дисперсионной зависимости ПСВ возникают квазилинейные участки, которые могут обеспечить неискаженную передачу полезного сигнала с помощью ПСВ.

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

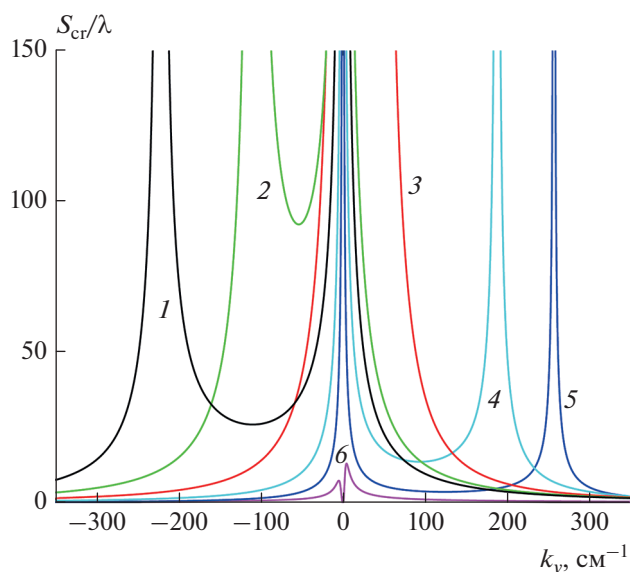


Рис. 3. Зависимости отношения  $S_{cr}/\lambda$  от волнового числа  $k_y$  для поверхностной спиновой волны в структуре МФДМ при следующих значениях толщины диэлектрика  $w$ : 5, 6, 8, 12, 20 мкм и  $\infty$  (кривые 1–6).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Damon R.W., Eshbach J.R. // J. Phys. Chem. Solids. 1961. V. 19. No. 3/4. P. 308.
2. Локк Э.Г. // УФН. 2008. Т. 178. № 4. С. 397; Lock E.H. // Phys. Usp. 2008. V. 51. No. 4. P. 375.
3. Bongiani W.L. // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. No. 6. P. 2541.
4. Герус С.В., Локк Э.Г., Анненков А.Ю. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 2. С. 178; Gerus S.V., Lock E.H., Annenkov A.Y. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 2. P. 138.
5. Мандельштам Л.И. Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике. М.: Наука, 1972. 440 с.
6. Локк Э.Г. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 8. С. 1080; Lock E.H. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 8. P. 978.
7. Yukawa T., Yamada J., Abe K. et al. // JJAP. 1977. V. 16. No. 12. P. 2187.
8. Локк Э.Г. // Радиотехн. и электрон. 2007. Т. 52. № 2. С. 202; Lokk E.G. // J. Commun. Technol. Electron. 2007. V. 52. No. 2. P. 189.
9. Анненков А.Ю., Герус С.В., Локк Э.Г. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 8. С. 1037; Annenkov A.Y., Gerus S.V., Lock E.H. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 8. P. 935.
10. Локк Э.Г., Герус С.В., Анненков А.Ю. // Радиотехн. и электрон. 2018. Т. 63. № 10. С. 1089; Lokk E.H., Gerus S.V., Annenkov A.Y. // J. Commun. Technol. Electron. 2018. V. 63. No. 10. P. 1197.
11. Локк Э.Г. // Радиотехн. и электрон. 2014. Т. 59. № 7. С. 711; Lokk E.G. // J. Commun. Technol. Electron. 2014. V. 59. No. 7. P. 767.

## **On the possibility of undistorted transmission of useful signal using surface spin waves in a metal–ferrite–dielectric–metal structure**

**E. H. Lock<sup>a, \*</sup>, S. V. Gerus<sup>a</sup>, A. Yu. Annenkov<sup>a</sup>, A. V. Lugovskoi<sup>a</sup>**

*<sup>a</sup> Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of the Russian Academy of Sciences, Fryazino Branch, Fryazino, 141190 Russia*

*\*e-mail: edwin@ms.ire.rssi.ru*

The characteristics of a surface spin wave propagating perpendicular to the direction of a uniform magnetic field in a tangentially magnetized plane-parallel metal–ferrite–dielectric–metal structure are investigated. It is found that, at certain parameters of the structure, there are appeared quasilinear intervals on the dispersion dependence of this wave, that can provide undistorted transmission of the useful signal modulating the surface spin wave.

УДК 537.624

## ОСОБЕННОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ ПЛЕНОК ФЕРРИТОВ–ГРАНАТОВ

© 2022 г. А. В. Матюнин<sup>1</sup>, \*, Г. М. Николадзе<sup>1</sup>, П. А. Поляков<sup>1</sup><sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, физический факультет, Москва, Россия

\*E-mail: physphak@mail.ru

Поступила в редакцию 18.04.2022 г.

После доработки 13.05.2022 г.

Принята к публикации 23.05.2022 г.

Представлены результаты, полученные при помощи современной магнитооптической установки, позволившей упростить получение и последующее наблюдение доменных структуры, возникающих при намагничивании пленок ферритов-гранатов с плоскостной анизотропией.

DOI: 10.31857/S0367676522090186

### ВВЕДЕНИЕ

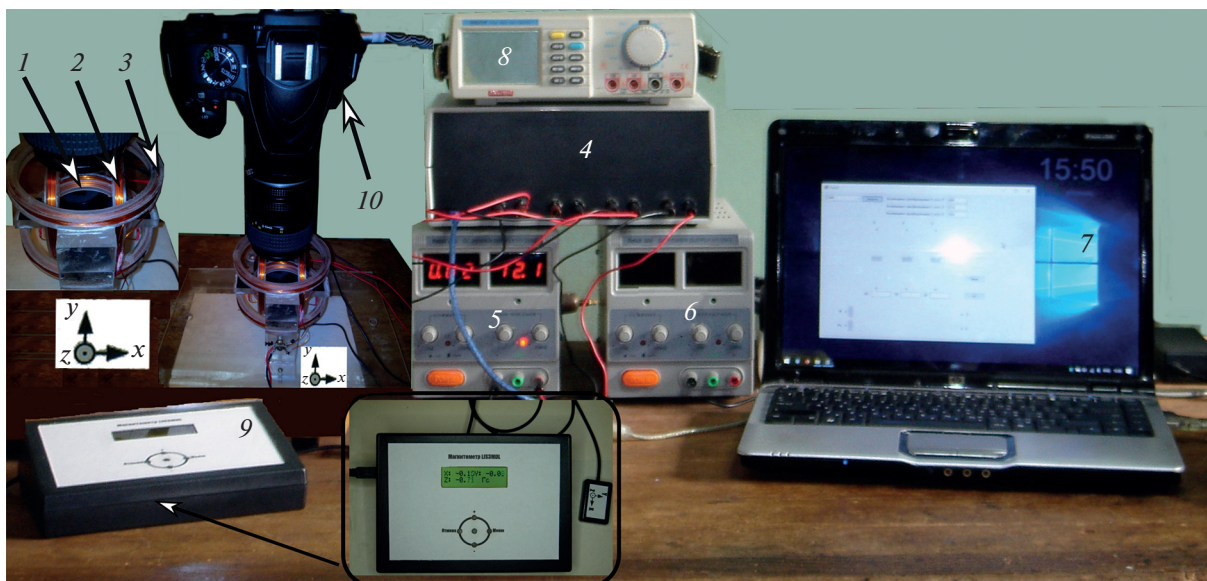
Магнитные свойства ферромагнитных и ферримагнитных материалов зависят (и весьма существенно) от видов доменных структур, образующихся в этих материалах [1]. Исследование различных типов доменов и механизмов их образования, проводимые на протяжении сотни лет, несмотря на значительные достижения в этой области [1, 2], не потеряли актуальность и в настоящее время [3–6]. Наиболее изученными в магнитных пленках с перпендикулярной анизотропией как экспериментально, так и теоретически, являются доменные структуры Ландау-Лифшица с замыкающим магнитным потоком и полосовые доменные структуры Киттеля, создающие в пространстве магнитостатические поля рассеяния [1, 2]. В пленках с плоскостной анизотропией и при наличии в плоскости пленки двухосной анизотропии доменная структура приобретает новые особенности. Так, например, домены Ландау-Лифшица с замыкающим магнитным потоком могут возникать не только на границах пленки, но и внутри пленки [7, 8]. Другой особенностью таких пленок является преимущественное наличие  $90^\circ$  доменных стенок [8]. Соответственно одним из механизмов намагничивания таких пленок слабыми магнитными полями является движение  $90^\circ$  доменных стенок [8]. В данной работе проводится экспериментальное исследование намагничивания двухосной пленки с плоскостной анизотропией относительно сильным магнитным полем, вектор напряженности которого вращается в плоскости пленки, сохраняя постоянным

свою величину. Выявлена доменная структура, возникающая при таком намагничивании. Для подобных экспериментов нашей научной группой был разработан усовершенствованный вариант магнитооптической установки (по сравнению с установкой, используемой нами ранее [8]), позволивший значительно упростить визуализацию получающейся доменной структуры.

### ОСНОВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ МАГНИТООПТИЧЕСКОЙ УСТАНОВКИ

Общий вид магнитооптической установки представлен на рис. 1. Для обеспечения равномерного освещения исследуемой пленки в данной магнитооптической установке используется матрица из светодиодов белого свечения общей мощностью 1 Вт.

На вставке на рис. 1 показана система катушек, используемая для создания магнитных полей, необходимых для всестороннего проведения экспериментальных исследований. Для инициирования в исследуемой пленке процессов намагничивания используются следующие катушки: малые катушки 1 (ось  $Y$ ), способные создавать поля до 4 Э, в основном используемые для насыщения исследуемой пленки; большие катушки 2 (ось  $X$ ), создающие намагничивающее поле (с напряженностью до 40 Э); малые катушки 3, способные создавать поля до 16 Э (ось  $Z$ ), используемые для компенсации поля Земли, а также создающие необходимую для наблюдения эффекта Фарадея компоненту вектора намагниченности (так



**Рис. 1.** Общий вид магнитооптической установки. 4 – блок коммутации и сопряжения, 5 – источник питания блока коммутации и сопряжения (Mastech NY3003), 6 – дополнительный источник питания блока коммутации и сопряжения (Mastech NY3003), 7 – ноутбук, 8 – мультиметр для контроля протекающих в цепях катушек токов (Mastech M9803R), 9 – магнитометр (LIS3MDL), 10 – цифровая камера для регистрации доменной структуры (Nikon D3400). На вставке: 1 – малые катушки, в основном используемые для насыщения исследуемой пленки, 2 – большие катушки, создающие намагничивающее поле, 3 – малые катушки, используемые для компенсации поля Земли, а также создающие необходимую для наблюдения эффекта Фарадея компоненту вектора намагниченности.

как вектор намагниченности выходит из плоскости пленки не более чем на  $5^\circ$ .

С помощью блока коммутации и сопряжения 4 (управляемого при помощи программного обеспечения, установленного на ноутбуке 7) можно создавать необходимые для экспериментальных исследований конфигурации полей (с определенными значениями напряженности данных полей, которые могут изменяться с шагом в  $0.1 \text{ Э}$ ). Блок коммутации и сопряжения подключается к источнику питания 5 (Mastech NY3003), который необходим для энергетического обеспечения необходимых конфигураций полей. Имеется возможность дополнительно задействовать еще один подобный источник питания 6 для создания полей большей напряженности. Мультиметр 8 (Mastech M9803R) используется для контроля силы токов, протекающих в цепях катушек. Значения полей контролируются при помощи магнитометра 9 (LIS3MDL), обладающего возможностью калибровки для учета внешнего действующего поля. Получаемые изображения доменной структуры регистрируются при помощи цифровой камеры 10 (Nikon D3400), обладающей матрицей с 24.2 млн. пикселей и позволяющей получать изображения с максимальным разрешением в  $6000 \times 4000$  пикселей, а также имеющей возможность ручной фокусировки: в этом случае используется объектив Zoom-NIKKOR 35-70 1:3.5–4.8 с удлинительны-

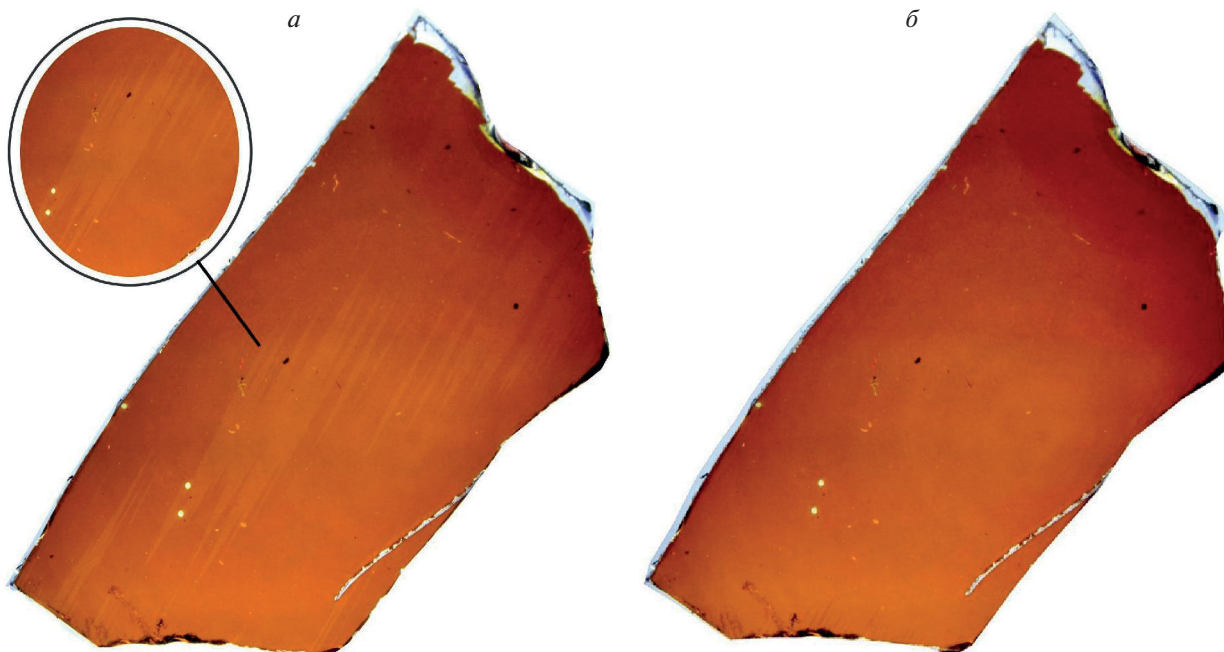
ми кольцами. Управление камерой осуществляется с ноутбука 7 при помощи программного обеспечения digiCamControl.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ ПРИ ПОМОЩИ МАГНИТООПТИЧЕСКОЙ УСТАНОВКИ

В качестве примера на рис. 2а приведена доменная структура, полученная при  $90^\circ$  намагничивании (из состояния технического насыщения) феррит-гранатовой пленки со следующими параметрами: состав  $(\text{YLuBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ ; эффективные поля: плоскостной анизотропии  $H_{Kp} = 1100 \text{ Э}$ , двухосной анизотропии  $H_{K2} = 36 \text{ Э}$ , одноосной анизотропии  $H_{K1} = 4 \text{ Э}$ ; намагниченность насыщения  $M_S = 14 \text{ Гс}$ ; поле технического насыщения  $H_{sat} = 2 \text{ Э}$ ; толщина пленки  $h = 4 \text{ мкм}$ . Намагничивающее поле  $H_m$  полагалось равным  $12 \text{ Э}$ .

Видно, что при текущем поле доменная структура (которая отображается весьма отчетливо) представлена преимущественно клиновидными доменами. Данный факт подтверждает то важное обстоятельство, что при намагничивании исследуемой пленки вращающимся магнитным полем с приведенной выше напряженностью используется механизм прорастания клиновидных доменов вблизи направлений осей трудного намагничивания. Из полученного магнитооптического





**Рис. 2.** Изображения доменной структуры при  $90^\circ$  намагничивании феррит-гранатовой пленки, полученные при следующих значениях намагничивающего поля  $H_m$ : 12 (а), 15 Э (б). Намагничивающее поле направлено вдоль одной из осей легкого намагничивания – параллельно горизонтальной стороны кадра слева направо.

изображения (рис. 2а) также следует, что клиновидные домены прорастают как от границы пленки, так и из внутренних ее областей. Возможно, что причиной зарождения доменов вдали от границы являются дефекты в пленке, которые прослеживаются на приведенном изображении. Следует отметить, что в областях направлений осей легкого намагничивания намагничивание происходит, по всей видимости, посредством однородного вращения вектора намагничивания.

При увеличении намагничивающего поля  $H_m$  до 15 Э доменная структура полностью пропадает и наблюдается равномерный контраст по всей площади исследуемой пленки (рис. 2б). Как мы полагаем, это свидетельствует о переходе к полному действующему механизму однородного вращения намагниченности во всем объеме пленки – как это было показано ранее в работе [10], в которой подробно изложены результаты экспериментальных исследований подобного материала при помощи индукционной методики (закрывающейся в анализе получаемых при экспериментальных исследованиях осциллограмм сигналов  $90^\circ$  импульсно намагничивания).

Следует особо отметить, что подобный эффект обусловлен наличием в плоскости пленки двухосной анизотропии, которая, в частности, также была выявлена в экспериментах по скоростному динамическому намагничиванию [9, 10].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена современная магнитооптическая установка, позволившая поднять проводимые нашей научной группой экспериментальные исследования на новый уровень: получать изображения доменных структур с большой разрешающей способностью (до  $6000 \times 4000$  пикселей), а также обеспечивать широкий диапазон напряженностей полей, необходимых для всестороннего исследования магнитных материалов с плоскостной и двухосной анизотропией. Кроме того, в дальнейшем данная установка позволит нам проводить экспериментальные исследования процессов, связанных со  $180^\circ$  перемагничиванием подобных магнитных материалов.

Показано, что при визуализации получающейся доменной структуры можно наблюдать интересные особенности поведения исследуемой магнитной пленки: в частности, при значении намагничивающего поля  $H_m = 12$  Э в исследуемой пленке доменная структура представляется преимущественно клиновидными доменами. Из полученного магнитооптического изображения следует, что клиновидные домены прорастают как от границы пленки, так и из внутренних ее областей. Возможно, что причиной зарождения доменов вдали от границы являются дефекты в исследуемой пленке, которые прослеживаются на приведенном выше изображении.

Необходимо особо отметить то, что полученные на данной установке результаты хорошо совпадают с результатами, полученными нами ранее при использовании скоростного динамического намагничивания [9, 10]: в частности, при  $90^\circ$  намагничивании рассматриваемой в работе феррит-гранатовой пленки — имеющей как плоскостную, так и двухосную анизотропию — наблюдается отчетливый переход к полнодействующему механизму однородного вращения намагниченности при значении намагничивающего поля  $H_m = 15$  Э.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Hubert A., Schäfer R.* Magnetic domains. The analysis of magnetic microstructures. Berlin, Heidelberg, N.Y.: Springer, 2009. 707 p.
2. *Вонсовский С.В.* Магнетизм. Магнитные свойства диа-, пара-, ферро-, антиферро- и ферримагнетиков. М.: Наука, 1971. 1032 с.
3. *Li Y., Xu Ke, Hu S., Suter J. et al.* // J. Phys. D. 2015. V. 48. № 30. Art. No. 305001.
4. *Juanying J., Wang T., Ma T. et al.* // Nanoscale Res. Lett. 2017. V. 12. Art. No. 21.
5. *Ueltzhoffer T., Schmidt C., Krug I. et al.* // J. Appl. Phys. 2015. V. 117. No. 12. Art. No. 123904.
6. *Губернаторов В.В., Драгошанский Ю.Н., Сычева Т.С. и др.* // ФММ. 2012. Т. 113. № 9. С. 888; *Gubernatorov V.V., Dragoshanskii Yu.N., Sycheva T.S. et al.* // Phys. Met. Metallogr. 2012. V. 113. P. 843.
7. *Ильичева Е.Н., Дурасова Ю.А., Ильяшенко Е.И. и др.* // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. и астрон. 2006. № 4. С. 30.
8. *Николадзе Г.М., Матюнин А.В., Поляков П.А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 11. С. 1560; *Kolotov O.S., Matyunin A.V., Nikoladze G.M. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 11. P. 1222.
9. *И'уашенко Е.И., Колотов О.С., Матюнин А.В. et al.* // JMMM. 2006. V. 306. No. 2. P. 309.
10. *Ильяшенко Е.И., Колотов О.С., Матюнин А.В. и др.* // ФТТ. 2006. Т. 48. № 2. С. 280; *И'уашенко Е.И., Колотов О.С., Матюнин А.В. et al.* // Phys. Solid State. 2006. V. 48. No. 2. P. 297.

## Features of experimental investigation of quasi-stationary magnetization of ferrite–garnet films

A. V. Matyunin<sup>a, \*</sup>, G. M. Nikoladze<sup>a</sup>, P. A. Polyakov<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Chair of General Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

\*e-mail: physphak@mail.ru

We presented the results obtained by the modern magneto-optical setup, which made it possible to simplify the preparation and further observation of domain structures arising from the magnetization of ferrite–garnet films with planar anisotropy.

УДК 537.624.21

## ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ ЭЛЕМЕНТА СТРЕЙНТРОНИКИ КВАДРАТНОЙ ФОРМЫ

© 2022 г. О. П. Поляков<sup>1, 2, \*</sup>, С. И. Касаткин<sup>2</sup>, В. В. Амеличев<sup>3</sup>, В. С. Шевцов<sup>1, 2</sup>, П. А. Поляков<sup>1</sup><sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, физический факультет, Москва, Россия<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки “Институт проблем управления имени В.А. Трапезникова Российской академии наук”, Москва, Россия<sup>3</sup>Федеральное государственное бюджетное научное учреждение “Научно-производственный комплекс “Технологический центр”, Москва, Россия

\*E-mail: o\_polyakov@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 18.04.2022 г.

После доработки 13.05.2022 г.

Принята к публикации 23.05.2022 г.

Рассчитано изменение магнитосопротивления элемента наноструктуры стрейнтроники квадратной формы в рамках модели когерентного вращения вектора намагниченности свободного слоя под воздействием внешнего магнитного поля. Показано совпадение выводов теории с известными основополагающими экспериментальными результатами.

DOI: 10.31857/S0367676522090228

В последние годы активно развивается новое направление спинтроники — стрейнтроника [1]. В элементах стрейнтроники присутствует магнитный слой, обладающий высокими магнито-стрикционными свойствами. Наличие этого слоя позволяет управлять физическими параметрами элементов спинтроники посредством его деформации. В одной из первых экспериментальных работ продемонстрировавшей такую возможность [2] использовался спин-туннельный магниторезистивный элемент квадратной формы. В качестве слоя с положительной магнито-стрикцией использовался нано слой FeCo, а с отрицательной магнито-стрикцией — нано слой Ni.

Следуя работе [2], рассмотрим свободный слой туннельного магниторезистивного элемента, подвергнутого однородной деформации растяжения или сжатия как показано на рис. 1.

Элемент имеет квадратную форму. Ось легкого намагничивания (ОЛН) и направление однородной деформации направлены вдоль координатной оси  $X$ . Вектор намагниченности  $\vec{M}$  лежит в плоскости пленки и под действием внешнего поля  $H$  может быть ориентирован относительно оси  $X$  под углом  $\varphi$ . Для теоретического исследования обратного магнито-стрикционного эффекта на магниторезистивное сопротивление спин-туннельного магнитного перехода воспользуемся моделью однородного вращения вектора намагниченности (см, например, [3]). Плотность маг-

нитной энергии в этом случае с учетом магнитоупругой энергии будет равна, [3, 4]:

$$w = K_u \sin^2 \varphi \pm \frac{3}{2} \lambda \sigma \sin^2 \varphi \mp HM \cos \varphi. \quad (1)$$

Здесь первое слагаемое слева является плотностью энергии одноосной анизотропии. Второе слагаемое — это плотность магнитоупругой энергии [4], где верхний знак соответствует положительной магнито-стрикции, а нижний — отрица-

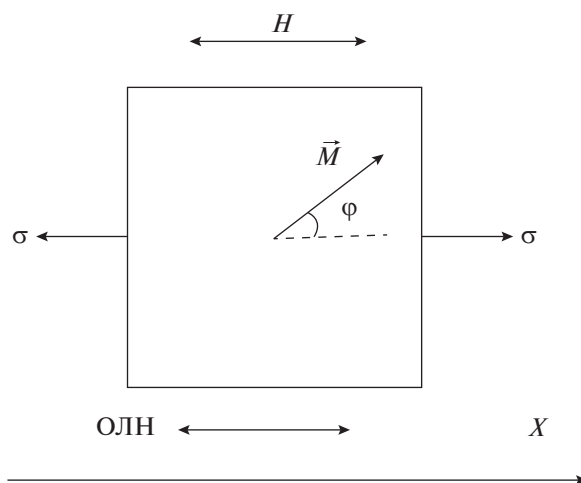
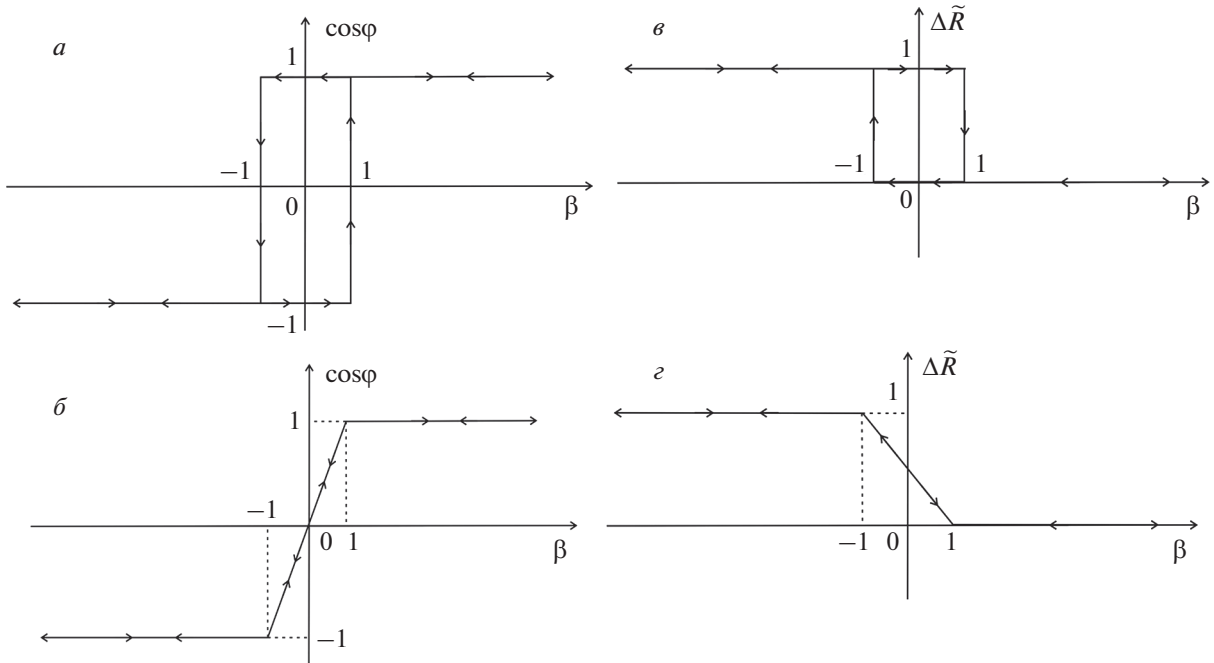


Рис. 1. Конфигурация рассматриваемой системы.



**Рис. 2.** Зависимости косинуса угла установившейся намагниченности и безразмерного сопротивления образца от безразмерной напряженности внешнего поля.

тельной. Третье слагаемое плотность энергии взаимодействия внешнего магнитного поля с вектором намагниченности, где верхний знак соответствует направлению поля  $H$  вдоль оси  $X$ , нижний – против оси  $X$ . Величина  $K_u$  – константа одноосной анизотропии,  $\lambda$  – относительное изменение длины образца,  $\sigma$  – напряжение.

Введем обозначения

$$\begin{aligned} K_\sigma &= \frac{3}{2}\lambda\sigma, \quad H_{an} = \frac{2K_u}{M}, \\ H_\sigma &= \frac{2K_\sigma}{M}, \quad H_{anef} = H_{an} \pm H_\sigma. \end{aligned} \tag{2}$$

тогда выражение (1) можно записать в виде

$$w = \frac{H_{anef} M}{2} \sin^2 \varphi \mp HM \cos \varphi. \tag{3}$$

Разделим обе части равенства (3) на модуль величины (плотность энергии эффективной анизотропии)

$$w_{anef} = \frac{H_{anef} M}{2}, \tag{4}$$

для безразмерной плотности магнитной энергии  $\tilde{w}$  получим

$$\tilde{w} = \frac{w}{|w_{anef}|} = \pm \left[ \sin^2 \varphi \mp 2\beta \cos \varphi \right], \tag{5}$$

где введена безразмерная величина напряженности внешнего магнитного поля

$$\beta = \frac{H}{H_{anef}}. \tag{6}$$

Знак (+) в (5) соответствует случаю, когда  $H_{anef} > 0$ , знак (–) если  $H_{anef} < 0$ .

Дифференцируя функцию (5) по переменной  $\varphi$  находим уравнение для определения экстремумов плотности энергии  $\tilde{w}$

$$\frac{\partial \tilde{w}}{\partial \varphi} = \pm [2 \sin \varphi (\cos \varphi \pm \beta)] = 0. \tag{7}$$

Из (5) и (6) следует, что при  $H_{anef} > 0$  и  $\beta < 1$  энергия  $\tilde{w}$  будет иметь два локальных минимума при  $\varphi = 0, \pi$ . При  $\beta > 1$  имеется только один минимум плотности энергии. Если проекция вектора внешнего магнитного поля  $\vec{H}$  на ось  $X$  равна  $H$ , то минимум энергии достигается при  $\varphi = 0$ . Если же проекция вектора внешнего магнитного поля  $\vec{H}$  на ось  $X$  равна  $-H$ , то минимум энергии достигается при  $\varphi = \pi$ . Соответственно зависимость  $\cos \varphi$  от безразмерного внешнего магнитного поля  $\beta$  при перемагничивании будет иметь зависимость, представленную на рис. 2а.

В случае  $H_{anef} < 0$ , то минимум плотности энергии (5) при  $|\beta| < 1$  будет достигаться если

$$\cos \varphi = \pm \beta. \tag{8}$$

При  $|\beta| > 1$  минимум энергии  $\tilde{w}$  будет при  $\cos \varphi = \pm 1$ . (9)

Соответствующая, зависимость  $\cos \varphi$  от безразмерного внешнего магнитного поля  $\beta$  при перемагничивании изображена на рис. 2б.

Как видно из рис. 2б при указанных параметрах происходит безгистерезисное перемагничивание свободного слоя спин-туннельного магнеторезистивного элемента.

Используя приведенную выше теорию, несложно рассчитать изменение гигантского магнитосопротивления спин-туннельного элемента стрейнтроники от внешнего магнитного поля  $H$  для случая, изображенного на рис. 1 по формуле [5]

$$R(\varphi) = R(\varphi = 0) + \frac{1}{2}[R_{max} - R_{min}](1 - \cos \varphi). \quad (10)$$

Для безразмерного изменения магнитосопротивления  $\Delta \tilde{R}$  находим

$$\Delta \tilde{R} = \frac{R(\varphi) - R(\varphi = 0)}{R_{max} - R_{min}} = \frac{1 - \cos \varphi}{2}. \quad (11)$$

Тогда используя полученные выше решения, находим следующие зависимости безразмерного сопротивления  $\Delta \tilde{R}$  от безразмерного внешнего магнитного поля  $\beta$ , которые приведены на рис. 2в (при  $H_{anef} > 0$ ) и рис. 2г (при  $H_{anef} < 0$ ).

Из полученных результатов следует, что в случае материала с положительной магнитострикцией при растяжении, то есть когда  $\sigma > 0$  и  $K_\sigma > 0$  происходит увеличение эффективной анизотропии  $H_{anef} = H_{an} + H_\sigma$ . Следовательно, ширина гистерезисной петли увеличивается. При сжатии образца  $\sigma < 0$  и  $K_\sigma < 0$ , поэтому  $H_{anef} = H_{an} - |H_\sigma|$ . Соответственно происходит уменьшение ширины гистерезисной петли. Если  $H_\sigma > H_{an}$ , то  $H_{anef} < 0$ , тогда ось легкого намагничивания будет перпендикулярна оси  $X$ . В этом случае гистерезис в зависимости безразмерного магнитосопротивления  $\Delta \tilde{R}$  от безразмерного магнитного поля  $\beta$  пропадает, а сама зависимость будет иметь вид, представленный на рис. 2г. При отрицательной магнитострикции закономерности на рис. 2в и 2г будут обратными.

Следует отметить, что теория когерентного вращения довольно хорошо совпадает (в том числе количественно) с экспериментальными результатами, полученными в [2]. Однако имеются и несовпадения с данной простой теорией, связанные с тем, что экспериментальные кривые в области резких углов имеют закругления, а сами петли имеют небольшой горизонтальный сдвиг и не являются, строго говоря, симметричными относительно начала координат. Были попытки объяснить эту зависимость наклоном оси одноос-

ной анизотропии в [6]. Однако наилучшее совпадение теоретической кривой с экспериментом получалось при довольно большом отклонении оси одноосной анизотропии ( $5^\circ - 10^\circ$ ), что, по нашему мнению, является маловероятным. Это подтверждается и тем, что те же авторы в [2] уже не используют эту гипотезу для объяснения плавного изгиба гистерезисной кривой, а приводят только экспериментальные результаты. По нашему мнению, это несовпадение экспериментальных результатов с теорией имеет иную физическую природу и обусловлено возникновением неоднородного перемагничивания в магнитной пленке или даже возникновением доменной структуры. В связи с этим мы выполнили численное моделирование процесса перемагничивания квадратной магнитной пленки методом крупных частиц.

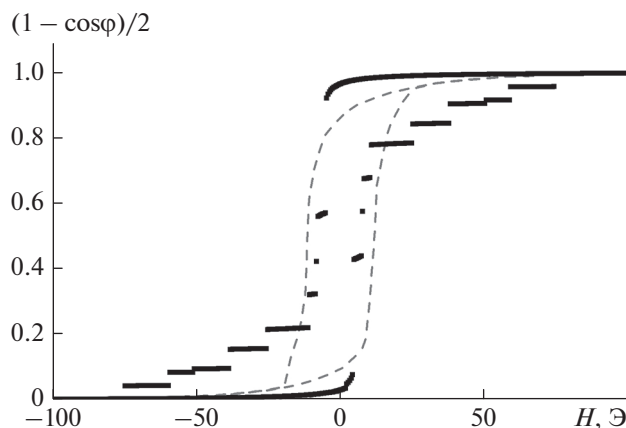
В работе использовался популярный программный пакет для решения задач микромагнитного моделирования OOMMF [7], в основе которого лежит метод динамического установления для определения результирующей микромагнитной структуры в зависимости от внешних условий и параметров образца. В основе лежит решение динамического микромагнитного уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \cdot \vec{H}_{ef} + \frac{\alpha}{M} \vec{M} \cdot \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}, \quad (12)$$

где  $\vec{H}_{ef}$  – эффективное магнитное поле, которое определяется вариационной производная свободной энергии по магнитному моменту. При этом исследуемый образец разбивается на ячейки в форме прямоугольного параллелепипеда, в объеме которых распределение намагниченности  $\vec{M}$  можно считать практически однородным. В таком случае уравнение (12) преобразуется в систему дискретных уравнений, решение которой производится численно исходя из начальных и граничных условий. С течением времени система стремится к результирующему распределению намагниченности благодаря диссипативному члену в уравнении (12). Данное распределение является численным решением задачи.

Моделирование было выполнено для квадратного образца размерами  $25 \times 25$  мкм<sup>2</sup> и толщиной 2.5 нм. Физические параметры образца:  $H_{an} = 10$  Э, намагниченность насыщения  $M_s = 1960$  Гс, константа обменного взаимодействия  $A = 1.3 \cdot 10^{-6}$  эрг/см. Результаты этого моделирования представлены на рис. 3.

Разрывы в теоретической зависимости  $(1 - \cos \varphi)/2$  от величины внешнего магнитного поля  $H$ , по видимому, связаны с дискретностью ячеек, а именно с единовременным перемагничиванием отдельных больших участков квадрата, что в свою



**Рис. 3.** Сравнение численного моделирования с использованием программного пакета OOMMF (черные точки) с экспериментальными результатами в работе [2] (красная пунктирная линия).

очередь приводит к резкому скачку на графике. Вероятно, теоретическая кривая примет более плавный вид при увеличении числа ячеек в моделировании, однако это приводит к непропорциональному увеличению времени вычислений, которые могут быть не под силу даже суперкомпьютерам. В данной работе моделирование выполнено при 10 000 ячеек.

При сравнении результатов расчета с аналогичной зависимостью на рис. 4, полученной в случае использования модели когерентного перемагничивания, можно заметить более плавный ход теоретической кривой в случае неоднородного перемагничивания, при этом рассмотренная теория полностью соответствует основополагающей экспериментальной работе [2].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бухараев А.А., Звездин А.К., Пятаков А.П. и др. // УФН. 2018. Т. 188. № 12. С. 1288; Bukharaev A.A., Zvezdin A.K., Pyatakov A.P. et al. // Phys. Usp. 2018. V. 61. No. 12. P. 1175.
2. Lohndorf M., Dokupil S., Wecker J. et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2004. V. 272–276. P. 2023.
3. Pan Jing, Hu Jing-Guo // Phys. Lett. 2006. V. A358. P. 236.
4. Бозорт Р. Ферромагнетизм. М.: Изд-во ИЛ, 1956. 784 с.
5. Dokupil S., Bootsman M.-T., Stein S. et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2005. V. 290–291. P. 795.
6. Löhndorf M., Duenas T., Tewes M. et al. // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 81. No. 2. P. 313.
7. <https://math.nist.gov/oommf>.

### Theoretical study of the magnetoresistance of the nanostructure of the straintronic element

O. P. Polyakov<sup>a, b, \*</sup>, S. I. Kasatkin<sup>b</sup>, V. V. Amelichev<sup>c</sup>,  
V. S. Shevtsov<sup>a, b</sup>, P. A. Polyakov<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Chair of General Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

<sup>b</sup> Trapeznikov Institute of Control Sciences of Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia

<sup>c</sup> Scientific-Manufacturing Complex “Technological Centre”, Moscow, 124498 Russia

\*e-mail: o\_polyakov@physics.msu.ru

Within the framework of the model of coherent rotation of the magnetization vector of the free layer of a spin tunnel element subjected to homogeneous strain of tension and compression, the change in its magnetoresistance during remagnetization by an external magnetic field is calculated. It is shown that the conclusions of the theory coincide with the classical experimental.

УДК 537.624

## ИЗМЕНЕНИЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ СПИН-ТУННЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА ПРИ НЕОДНОРОДНОМ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИИ С ОБРАЗОВАНИЕМ ДОМЕНОВ

© 2022 г. В. С. Шевцов<sup>1, 2, \*</sup>, В. В. Амеличев<sup>3</sup>, Д. В. Васильев<sup>3</sup>, Ю. В. Казаков<sup>3</sup>, С. И. Касаткин<sup>2</sup>, Д. В. Костюк<sup>3</sup>, О. П. Поляков<sup>1</sup>, П. А. Поляков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, физический факультет, Москва, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки “Институт проблем управления имени В.А. Трапезникова Российской академии наук”, Москва, Россия

<sup>3</sup>Федеральное государственное бюджетное научное учреждение “Научно-производственный комплекс “Технологический центр”, Москва, Россия

\*E-mail: vs.shevtcov@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 18.04.2022 г.

После доработки 13.05.2022 г.

Принята к публикации 23.05.2022 г.

Проведено сравнение типичных экспериментальных зависимостей гигантского магниторезистивного сопротивления спин-туннельного элемента с теоретически кривыми, полученными в рамках классической теории Стонера–Вольфарта когерентного перемагничивания, а также в случае некогерентного перемагничивания с образованием магнитных доменов. Установлено, что перемагничивание посредством образования доменной структуры объясняет различие экспериментальной гистерезисной кривой с теорией Стонера–Вольфарта.

DOI: 10.31857/S0367676522090277

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время широкое применение в спинтронике находят спин-туннельные гетероструктуры [1–3]. Типичные экспериментальные зависимости изменения сопротивления таких структур, обусловленного наличием гигантского магниторезистивного (ГМР) эффекта при их перемагничивании, имеют вид, изображенный на рис. 1 (пунктирные линии). Теоретический анализ процесса квазистационарного перемагничивания указанных структур требует решения вариационной задачи на нахождение такого распределения вектора намагниченности  $\vec{M}(x, y, z)$ , которое минимизирует функционал полной магнитной энергии

$$W = \int_V w(\vec{M}(x, y, z)) dV, \quad (1)$$

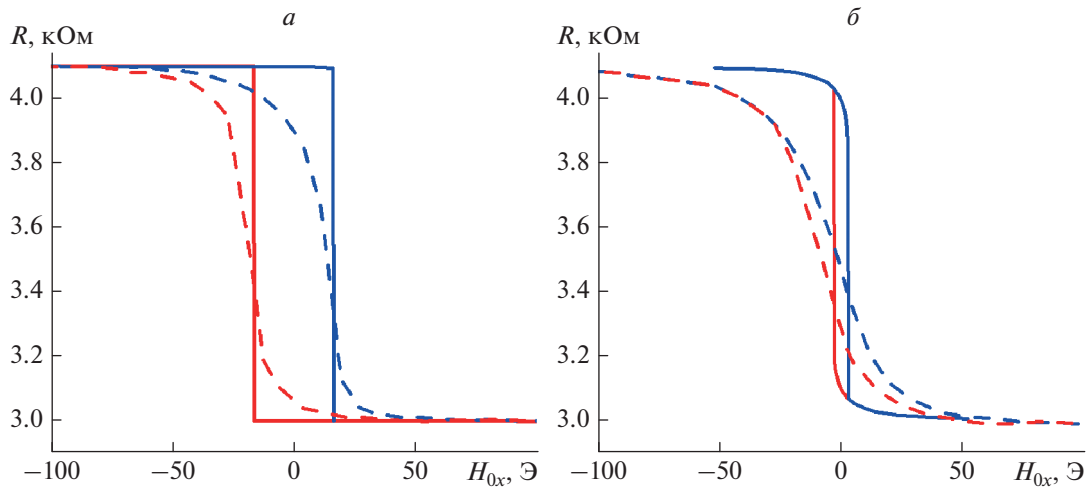
где  $w(\vec{M}(x, y, z))$  – объемная плотность полной магнитной энергии в заданной точке магнетика с координатами  $x$ ,  $y$  и  $z$ . В случае справедливости модели когерентного вращения вектора намагниченности свободного слоя спин-туннельного нанoelementa можно воспользоваться теорией Сто-

нера–Вольфарта [4]. Тогда для плотности магнитной энергии получим следующее выражение [5]:

$$w(\varphi) = -H_{0x}M \cos \varphi - H_{0y}M \sin \varphi + \frac{1}{2}H_{an}M \sin^2 \varphi + 2\pi(n_x M^2 \cos^2 \varphi + n_y M^2 \sin^2 \varphi). \quad (2)$$

Здесь  $\varphi$  – угол поворота вектора намагниченности  $\vec{M}$  относительно оси легкого намагничивания (ОЛН), вдоль которой направлена ось  $X$  декартовой системы координат. Соответственно координатная ось  $Y$  направлена вдоль направления трудного намагничивания в плоскости свободного слоя. Величины  $H_{0x}$  и  $H_{0y}$  – проекции вектора напряженности  $\vec{H}_0$  внешнего магнитного поля на координатные оси  $X$  и  $Y$  соответственно,  $H_{an}$  – эффективное поле одноосной анизотропии,  $n_x$  и  $n_y$  – диагональные компоненты тензора размагничивающего фактора вдоль координатных осей  $X$  и  $Y$  соответственно.

Согласно выражению (1), полная магнитная энергия может иметь два равновесных состояния с наименьшим значением энергии: когда составляющая вектора намагниченности  $\vec{M}$  вдоль оси  $X$  направлена по этой оси или против. При перемаг-



**Рис. 1.** Зависимости изменения ГМР сопротивления  $R$  СТМР элемента при  $H_{0y} = 0$  (а) и  $H_{0y} = 10$  Э (б) от проекции внешнего магнитного поля  $H_{0x}$ . Пунктирными линиями показаны экспериментальные зависимости, сплошными линиями – теоретические, рассчитанные в рамках модели Стонера–Вольфарта.

ничивании свободного слоя внешним магнитным полем, направленным вдоль оси  $X$ , при некотором критическом значении этого поля происходит изменение ориентации вектора намагниченности. Причем при прямом и обратном ходе этого поля критические значения имеют разные величины, что приводит к гистерезису кривой перемагничивания. Критические значения магнитного поля, согласно теории Стонера–Вольфарта [4], можно получить из условий [5]:

$$\frac{\partial w(\varphi)}{\partial \varphi} = 0; \quad \frac{\partial^2 w(\varphi)}{\partial \varphi^2} = 0. \quad (3)$$

На рис. 1 сплошными линиями показаны теоретические зависимости сопротивления  $R$  спин-туннельного элемента от проекции  $H_{0x}$  внешнего магнитного поля, полученные в рамках этой теории. Качественно эта теория удовлетворительно описывает ход кривой и основные особенности гистерезиса ГМР сопротивления, но количественно экспериментальные графики изменяются более плавно. В этой работе сделана попытка объяснить это расхождение наличием некогерентного изменения вектора намагниченности в свободном слое.

#### ПАРАМЕТРЫ ИССЛЕДУЕМОГО ОБРАЗЦА

В работе исследуется ГМР сопротивление спин-туннельного магниторезистивного (СТМР) элемента следующей конфигурации: Ta(10 нм)/CoFe(2 нм)/CoFeB(3 нм)/MgO(3.5 нм)/CoFeB(3 нм)/Ru(0.85 нм)/CoFe(2 нм)/FeMn(10 нм)/Ta(10 нм). Данный СТМР элемент содержит так называемую синтетическую антиферромагнитную структуру,

состоящую из двух противоположно намагниченных слоев (CoFe и CoFeB), связанных косвенным антиферромагнитным взаимодействием через слой рутения (Ru). Это позволяет исключить (или существенно уменьшить) влияние магнитостатического поля фиксирующего магнитного слоя на свободный слой СТМР элемента.

Нанослой СТМР элемента имеют форму эллипсов с полуосями  $a = 12$  мкм и  $b = 6$  мкм. Ось обменной (однаправленной) анизотропии (ОАА) между антиферромагнитным слоем (FeMn) и ферромагнитным слоем (CoFe) и ось легкого намагничивания (ОЛН) свободного слоя CoFeB направлены вдоль большей полуоси  $a$  эллипсов. Внешнее магнитное поле  $\vec{H}_0$  можно разложить на две проекции: постоянная  $H_{0y}$ , направленная вдоль оси трудного намагничивания (т.е. вдоль полуоси  $b$  эллипсов), а также  $H_{0x}$ , направленная вдоль ОЛН. Изменение проекции  $H_{0x}$  внешнего магнитного поля приводит к изменению ориентации вектора намагниченности  $\vec{M}$  свободного слоя, в результате чего возникает неоднородное распределение намагниченности.

Физические параметры материала свободного слоя, используемые в дальнейших расчетах: намагниченность насыщения  $M_s = 931$  Гс, эффективное поле одноосной анизотропии  $H_{an} = 15$  Э, константа обменного взаимодействия  $A = 1.3 \cdot 10^{-6}$  эрг/см.

#### ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ

Неоднородное перемагничивание моделировалось в рамках микромагнитной двумерной теории с использованием метода динамического уста-



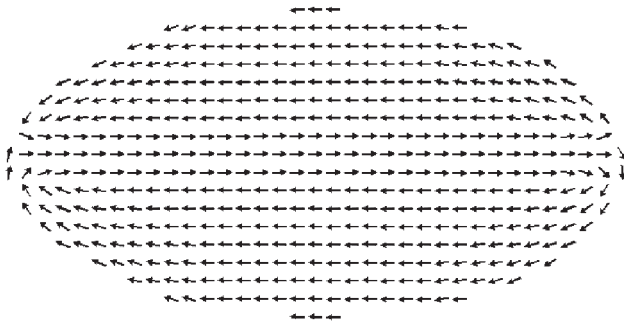


Рис. 2. Неоднородное распределение намагниченности в свободном слое, рассчитанное с использованием программного пакета OOMMF, при  $H_{0y} = 0$  и  $H_{0x} = 16$  Э.

новления, основанного на решении динамического уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma [\vec{M} \times \vec{H}_{ef}] + \frac{\alpha}{M} \left[ \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right], \quad (4)$$

где  $t$  – время,  $\gamma$  – гиромагнитное отношение,  $\alpha$  – параметр затухания,  $\vec{M}$  – вектор намагниченности,  $\vec{H}_{ef}$  – эффективное магнитное поле, равное вариационной производной от функционала полной магнитной энергии. Ферромагнитный образец разбивается на  $N$  одинаковых прямоугольных ячеек, при этом их размер подбирается таким образом, чтобы в пределах этих ячеек было практически однородное распределение намагниченности  $\vec{M}$ . Магнитный момент каждой такой ячейки равен  $\vec{p}_{mi} = \vec{M}_i \cdot \Delta V$ , где  $\Delta V$  – объем ячейки. Поместив эквивалентный диполь в центр ячейки можно свести континуальное уравнение

Ландау–Лифшица–Гильберта (4) к системе  $N$  дискретных уравнений:

$$\frac{\partial \vec{p}_{mi}}{\partial t} = -\gamma [\vec{p}_{mi} \cdot \vec{H}_{efi}] + \frac{\alpha}{p_{mi}} \left[ \vec{p}_{mi} \cdot \frac{\partial \vec{p}_{mi}}{\partial t} \right]. \quad (5)$$

Эта система решается численно при задании начальных и граничных условий. С течением времени система стремится к некоторому стационарному распределению магнитных моментов  $\vec{p}_{mi}$  в ферромагнетике. Это происходит за счет диссипативного члена, выраженного последним слагаемым в уравнении (5). Данное распределение является результирующим при заданных условиях.

Для реализации описанного выше численного метода использовался распространенный программный пакет OOMMF [6]. В результате расчетов действительно было зафиксировано возникновение неоднородных магнитных структур (доменов) в свободном слое. Одна из таких структур представлена на рис. 2.

Расчет зависимости ГМР сопротивления СТМР элемента  $R$  от компоненты  $H_{0x}$  напряженности внешнего магнитного поля производился на основе полученных распределений намагниченности с использованием известной формулы:

$$\frac{\Delta R}{R_0} = 0.5 \frac{\Delta \rho}{\rho} (1 - \cos \varphi), \quad (6)$$

где  $\varphi$  – угол между векторами намагниченности фиксированной и свободной соседних магнитных пленок,  $R_0$  – минимальное сопротивление СТМР элемента при параллельном расположении векторов намагниченности в соседних слоях ( $\varphi = 0$ ),  $\Delta R$  – изменение сопротивления СТМР элемента,  $\Delta \rho / \rho$  – величина ГМР эффекта.

На рис. 3 представлены результаты теоретических расчетов изменения ГМР сопротивления

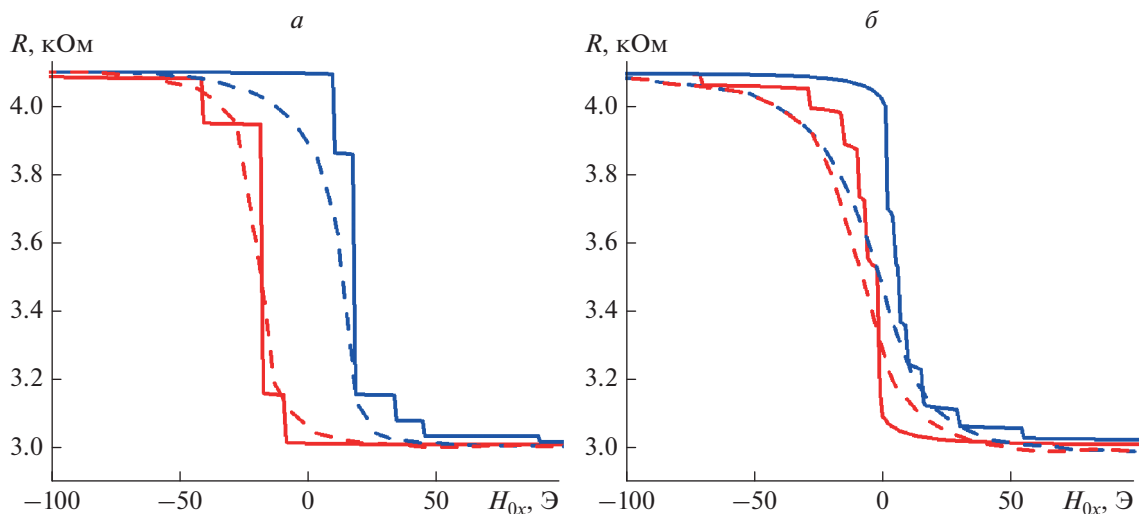


Рис. 3. Зависимости изменения ГМР сопротивления  $R$  СТМР элемента при  $H_{0y} = 0$  (а) и  $H_{0y} = 10$  Э (б) от величины внешнего магнитного поля  $H_{0x}$ . Пунктирными линиями показаны экспериментальные зависимости, сплошными линиями – теоретические, рассчитанные в рамках модели некогерентного перемагничивания с использованием пакета OOMMF.

при некогерентном перемагничивании свободного слоя спин-туннельного элемента, которая значительно лучше приближается к экспериментальной кривой.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Можно отметить, что график на рис. 3 имеет ступенчатый вид, что связано с особенностью неоднородного перемагничивания эллипсоида, а именно с возникновением доменов (рис. 2). Вследствие этого, при изменении внешнего магнитного поля происходит резкое перемагничивание определенных участков эллипсоида, в результате чего направление намагниченности в этих областях меняется практически на противоположное. Было установлено, что величина скачков зависит от выбора размеров ячейки при численном счете, однако дальнейшее уменьшение размеров ячейки в данной работе сопряжено с трудностями в виде кратного увеличения времени счета. Решение проблемы требует гораздо боль-

ших вычислительных ресурсов. Тем не менее показано, что расчет на основе модели некогерентного перемагничивания демонстрирует лучшее сходство с экспериментальными данными.

Работа поддержана Фондом развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Scheike T., Xiang Q., Wen Z. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2021. V. 118. No. 4. Art. No. 042411.
2. *Limeira V.P.C., Nagamine L.C.C.M., Geshev J. et al.* // J. Phys. Cond. Matter. 2019. V. 31. No. 26. Art. No. 265802.
3. *Luong V.S., Nguyena A.T., Hoang Q.K. et al.* // J. Sci. Adv. Mater. Devices. 2018. V. 3. No. 4. P. 399.
4. *Stoner E.C., Wohlfarth E.P.* // Phil. Trans. Royal Soc. A. 1948. V. 240. No. 826. P. 599.
5. *Поляков О.П., Касаткин С.И., Амеличев В.В. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 11. С. 1554; *Polyakov O.P., Kasatkin S.I., Amelichev V.V. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 11. P. 1217.
6. <https://math.nist.gov/oommf>.

## Spin-tunnel element magnetoresistance change under condition of inhomogeneous magnetization reversal with the domain formation

V. S. Shevtsov<sup>a, b, \*</sup>, V. V. Amelichev<sup>c</sup>, D. V. Vasilyev<sup>c</sup>, Y. V. Kazakov<sup>c</sup>, S. I. Kasatkin<sup>b</sup>, D. V. Kostyuk<sup>c</sup>, O. P. Polyakov<sup>a</sup>, P. A. Polyakov<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Chair of General Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

<sup>b</sup> Trapeznikov Institute of Control Sciences of Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia

<sup>c</sup> Scientific-Manufacturing Complex “Technological Centre”, Moscow, 124498 Russia

\*e-mail: vs.shevtcov@physics.msu.ru

Typical experimental dependences of the GMR resistance of a spin-tunnel element are compared with theoretical curves obtained in the framework of the classical Stoner–Wohlfahrt theory of coherent magnetization reversal, as well as in the case of incoherent magnetization reversal with the formation of magnetic domains. It has been established that magnetization reversal through the formation of a domain structure explains the difference between the experimental hysteresis curve and the Stoner–Wohlfarth theory.

УДК 537.61

## ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ ПОЛЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ЗАРЯДОВ В ДИЭЛЕКТРИКЕ С НЕЛИНЕЙНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТЬЮ

© 2022 г. М. Л. Акимов<sup>1</sup>, \*, М. А. Пятаков<sup>1</sup>, О. П. Поляков<sup>1</sup>, П. А. Поляков<sup>1</sup><sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, Москва, Россия

\*E-mail: ml.akimov@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 18.04.2022 г.

После доработки 13.05.2022 г.

Принята к публикации 23.05.2022 г.

Решена задача о вычислении электростатического поля, индуцированного нитью, заряженной с заданной линейной плотностью и расположенной над диэлектриком с конкретной нелинейной функциональной зависимостью диэлектрической восприимчивости от поля. Исследованы границы применимости метода изображений к расчету полей в поставленной задаче. Рассмотрены вклады наведенных объемных и поверхностных поляризационных зарядов в коллективное электрическое поле.

DOI: 10.31857/S0367676522090034

### ВВЕДЕНИЕ

Известно решение классической электростатической задачи об электрическом поле, которое индуцировано в полубесконечном однородном диэлектрике с линейной поляризацией  $\vec{P}$  зарядом с заданной линейной плотностью, когда тот находится над плоской поверхностью диэлектрика. В этом случае поляризация  $\vec{P}$  пропорциональна напряженности электрического поля  $\vec{E}$  в диэлектрической среде:

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E}, \quad (1)$$

где  $\chi$  — диэлектрическая восприимчивость вещества,  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная [1]. Поле при этом можно рассматривать, как поле пары фиктивных линейных зарядов, которые симметричны относительно плоской поверхности диэлектрика и называются электростатическими изображениями [1]. Причем можно провести аналогию с магнитными системами (удобство зависит от конкретной задачи), в этом случае вместо вектора поляризации будет рассматриваться вектор намагниченности, а вместо электрического поля — магнитное [2]. Если диэлектрик обладает диэлектрической восприимчивостью, которая не является постоянной величиной, а зависит от внешнего поля, в том числе нелинейно, то возможность применения метода электростатических изображений необходимо теоретически исследовать, так как метод может быть несправедлив. Но тогда для решения

задачи потребуются рассмотрение нелинейных электростатических уравнений.

Подобные задачи имеют практическое применение, так как диэлектрики обладают рядом уникальных свойств по сравнению с другими веществами [3, 4]. Разрабатываются вычислительные методы для выявления новых свойств диэлектриков, изучаются новые композитные материалы и наноматериалы на основе и с применением изоляторов [5–7].

Широкое использование в технике нашли жидкие диэлектрики, которые применяются, например, в трибоэлектрических наногенераторах [8]. Они используются при изучении электрических разрядов в качестве среды, что в свою очередь важно для исследования новых и улучшения существующих способов получения водорода, наноматериалов и алмазов [9].

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В работе рассматривается полубесконечная диэлектрическая среда с нелинейной поляризацией и с плоской поверхностью. Для этой нелинейной поляризации можно записать:

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi(|\vec{E}|) \vec{E}, \quad (2)$$

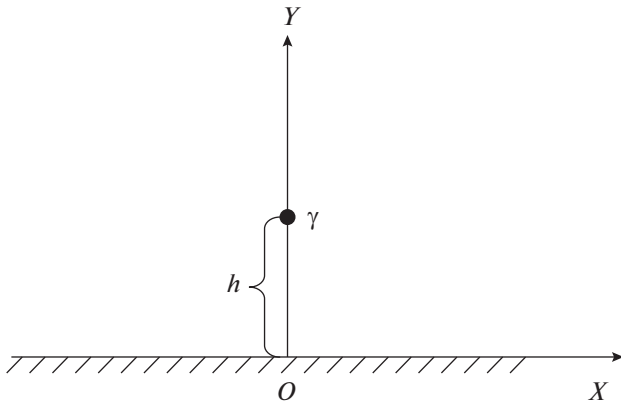


Рис. 1. Линейный точечный заряд на высоте  $h$ .

а диэлектрическая восприимчивость задается в виде

$$\chi = \chi(|\vec{E}(x, y)|) = \frac{P_s}{\epsilon_0 E} (1 - e^{-E/E_k}) = \frac{P_s E_k}{\epsilon_0 E_k E} (1 - e^{-E/E_k}) = \chi_0 \frac{E_k}{E} (1 - e^{-E/E_k}), \tag{3}$$

где  $\chi_0 = \frac{P_s}{\epsilon_0 E_k}$ ,  $\chi_0$  – это начальная (постоянная) диэлектрическая восприимчивость, или восприимчивость при малых полях.

На рис. 1 показана данная система: линейный заряд  $\gamma$  находится в вакууме на высоте  $h$  над диэлектриком, введена декартова система координат, а диэлектрическая среда занимает полупространство  $y \leq 0$ . Расчет поля поляризационных зарядов данной среды, индуцированных линейным точечным зарядом, сводится к решению следующей системы сингулярных интегральных уравнений:

$$\begin{cases} E_x(x, y) = E_{\gamma x}(x, y) + E_{\sigma x}(x, y) + E_{\rho x}(x, y), \\ E_y(x, y) = E_{\gamma y}(x, y) + E_{\sigma y}(x, y) + E_{\rho y}(x, y), \end{cases} \tag{4}$$

где  $E_{\gamma x}(x, y)$  и  $E_{\gamma y}(x, y)$  – компоненты поля заряженной с линейной плотностью  $\gamma$  нити,  $E_{\sigma x}(x, y)$  и  $E_{\sigma y}(x, y)$  – компоненты поля поверхностных индуцированных зарядов,  $E_{\rho x}(x, y)$  и  $E_{\rho y}(x, y)$  – компоненты поля объемных индуцированных зарядов. Данные компоненты определяются следующими соотношениями в любой точке с заданными координатами:

$$\begin{aligned} E_{\gamma x}(x, y) &= \frac{\gamma}{2\pi\epsilon_0} \frac{x}{x^2 + (y-h)^2}, & E_{\gamma y}(x, y) &= \frac{\gamma}{2\pi\epsilon_0} \frac{y-h}{x^2 + (y-h)^2}, \\ E_{\sigma x}(x, y) &= \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{+\infty} dx' P_y(x', -0) \frac{x-x'}{(x-x')^2 + y^2}, \\ E_{\sigma y}(x, y) &= \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{+\infty} dx' P_y(x', -0) \frac{y}{(x-x')^2 + y^2}, \\ E_{\rho x}(x, y) &= -\frac{1}{2\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \int_{-\infty}^0 dy' \operatorname{div} \vec{P}(x', y') \frac{x-x'}{(x-x')^2 + (y-y')^2}, \\ E_{\rho y}(x, y) &= -\frac{1}{2\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \int_{-\infty}^0 dy' \operatorname{div} \vec{P}(x', y') \frac{y-y'}{(x-x')^2 + (y-y')^2}. \end{aligned} \tag{5}$$

Рассмотрим решение системы уравнений (4) и (5) методом последовательных приближений. Причем полагаем, что

$$\frac{E}{E_k} \ll 1. \tag{6}$$

Тогда выражение (3) приближенно будет равно

$$\chi \approx \chi_0 \left(1 - \frac{E}{2E_k}\right). \tag{7}$$

Положим в первом приближении  $\chi = \chi_0$  и найдем при  $y > 0$

$$\begin{aligned} E_{0x}(x, y) &= \frac{\gamma}{2\pi\epsilon_0} \frac{x}{x^2 + (y-h)^2} - \frac{\gamma}{2\pi\epsilon_0} \frac{\chi_0}{2 + \chi_0} \frac{x}{x^2 + (y+h)^2}, \\ E_{0y}(x, y) &= \frac{\gamma}{2\pi\epsilon_0} \frac{y-h}{x^2 + (y-h)^2} - \frac{\gamma}{2\pi\epsilon_0} \frac{\chi_0}{2 + \chi_0} \frac{y+h}{x^2 + (y+h)^2}, \end{aligned} \tag{8}$$

а при  $y \leq 0$

$$E_{0x}(x, y) = \frac{\gamma}{2\pi\epsilon_0} \frac{2}{2 + \chi_0} \frac{x}{x^2 + (y-h)^2},$$

$$E_{0y}(x, y) = \frac{\gamma}{2\pi\epsilon_0} \frac{2}{2 + \chi_0} \frac{y-h}{x^2 + (y-h)^2}. \tag{9}$$

Отметим, что решения (8) и (9) согласуются с результатами, полученными методом изображе-

ний для однородных изотропных диэлектриков, у которых постоянная диэлектрическая восприимчивость [1, 10]. Положим в (8) и в (9), что  $\chi_0 \gg 1$ , и осуществим переход к безразмерным выражениям

введением параметров  $\tilde{x} = \frac{x}{h}$ ,  $\tilde{y} = \frac{y}{h}$ . Получим из (8) и (9) соответственно

$$\tilde{E}_{0x}(\tilde{x}, \tilde{y}) = \frac{E_{0x}(\tilde{x}, \tilde{y})}{\chi_0} = \frac{E(h)}{2} \frac{\tilde{x}}{\tilde{x}^2 + (\tilde{y}-1)^2} - \frac{E(h)}{2} \frac{\tilde{x}}{\tilde{x}^2 + (\tilde{y}+1)^2},$$

$$\tilde{E}_{0y}(\tilde{x}, \tilde{y}) = \frac{E_{0y}(\tilde{x}, \tilde{y})}{\chi_0} = \frac{E(h)}{2} \frac{\tilde{y}-1}{\tilde{x}^2 + (\tilde{y}-1)^2} - \frac{E(h)}{2} \frac{\tilde{y}+1}{\tilde{x}^2 + (\tilde{y}+1)^2}, \tag{10}$$

$$\tilde{E}_{0x}(\tilde{x}, \tilde{y}) = \frac{E_{0x}(\tilde{x}, \tilde{y})}{\chi_0} = \frac{\tilde{x}}{\tilde{x}^2 + (\tilde{y}-1)^2}, \quad \tilde{E}_{0y}(\tilde{x}, \tilde{y}) = \frac{E_{0y}(\tilde{x}, \tilde{y})}{\chi_0} = \frac{\tilde{y}-1}{\tilde{x}^2 + (\tilde{y}-1)^2}, \tag{11}$$

где

$$E(h) = \frac{\gamma}{2\pi\epsilon_0 h}. \tag{12}$$

Используя метод последовательных приближений, подставляем (9) в (7), считая, что  $\chi_0 \gg 1$ , и переходим к безразмерным параметрам аналогично тому, как это было сделано в (10) и (11), получаем для диэлектрической восприимчивости

$$\chi \approx \chi_0 \left( 1 - \frac{\alpha}{2} \frac{1}{\sqrt{\tilde{x}^2 + (\tilde{y}-1)^2}} \right), \tag{13}$$

где

$$\alpha = \frac{2E(h)}{\chi_0 E_k}. \tag{14}$$

Подставляем формулы (11) и (13) в  $E_{\sigma x}(x, y)$ ,  $E_{\sigma y}(x, y)$ ,  $E_{\rho x}(x, y)$ ,  $E_{\rho y}(x, y)$  из (5) (при условии  $\chi_0 \gg 1$ ), осуществляя переход к безразмерным выражениям введением параметров  $\tilde{x} = \frac{x}{h}$ ,  $\tilde{y} = \frac{y}{h}$ ,

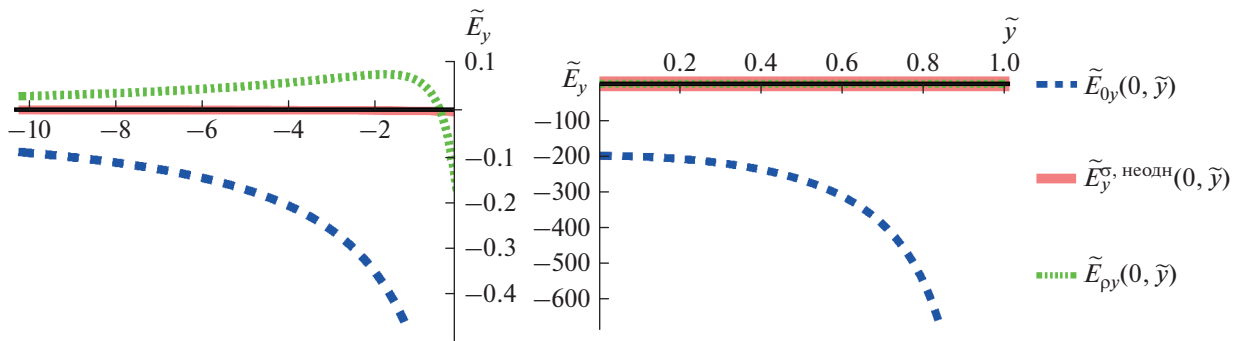
$\tilde{x}' = \frac{x'}{h}$ ,  $\tilde{y}' = \frac{y'}{h}$ , вычисляем поправочные к электрическому полю члены, которые обусловлены зависящей от этого поля восприимчивостью (7), а источниками этих дополнительных вкладов в суммарное электрическое поле являются поверхностные и объемные индуцированные заряды диэлектрической среды. Имеем

$$\tilde{E}_x^{\sigma, \text{неодн}}(\tilde{x}, \tilde{y}) = \frac{\tilde{E}_x^{\sigma, \text{неодн}}(\tilde{x}, \tilde{y})}{\chi_0} = \frac{\alpha}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\tilde{x}' \frac{1}{(\tilde{x}'^2 + 1)^{\frac{3}{2}}} \frac{\tilde{x} - \tilde{x}'}{(\tilde{x} - \tilde{x}')^2 + \tilde{y}^2},$$

$$\tilde{E}_y^{\sigma, \text{неодн}}(\tilde{x}, \tilde{y}) = \frac{\tilde{E}_y^{\sigma, \text{неодн}}(\tilde{x}, \tilde{y})}{\chi_0} = \frac{\alpha}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\tilde{x}' \frac{1}{(\tilde{x}'^2 + 1)^{\frac{3}{2}}} \frac{\tilde{y}}{(\tilde{x} - \tilde{x}')^2 + \tilde{y}^2}, \tag{15}$$

$$\tilde{E}_{\rho x}(\tilde{x}, \tilde{y}) = \frac{E_{\rho x}(\tilde{x}, \tilde{y})}{\chi_0} = -\frac{\alpha}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\tilde{x}' \int_{-\infty}^0 d\tilde{y}' \frac{\alpha}{(\tilde{x}'^2 + (\tilde{y}'-1)^2)^{\frac{3}{2}}} \frac{\tilde{x} - \tilde{x}'}{(\tilde{x} - \tilde{x}')^2 + (\tilde{y} - \tilde{y}')^2},$$

$$\tilde{E}_{\rho y}(\tilde{x}, \tilde{y}) = \frac{E_{\rho y}(\tilde{x}, \tilde{y})}{\chi_0} = -\frac{\alpha}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\tilde{x}' \int_{-\infty}^0 d\tilde{y}' \frac{\alpha}{(\tilde{x}'^2 + (\tilde{y}'-1)^2)^{\frac{3}{2}}} \frac{\tilde{y} - \tilde{y}'}{(\tilde{x} - \tilde{x}')^2 + (\tilde{y} - \tilde{y}')^2}, \tag{16}$$



**Рис. 2.** Графики полей: зависимость синего цвета – это  $y$ -компонента поля из первого приближения, оранжевого –  $y$ -компонента поля поверхностных индуцированных зарядов, зеленого –  $y$ -компонента поля объемных индуцированных зарядов.

В (15)  $\tilde{E}_x^{\sigma, \text{неодн}}$  и  $\tilde{E}_y^{\sigma, \text{неодн}}$  – это часть компонент напряженности электрического поля, создаваемого поверхностными индуцированными зарядами диэлектрической среды, соответствующая неоднородной части диэлектрической восприимчивости – части восприимчивости, линейно зависящей от поля.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Отметим, что из соотношений (15) и (16) видно, что зависящая от поля линейно (оставляются два слагаемых в разложении (7)) диэлектрическая восприимчивость (7) вносит поправку в суммарное поле пропорционально первой степени параметра  $\alpha$ , определяемого в (14).

По формулам (10), (11), (15) и (16) построены зависимости при  $\chi_0 = 200 \gg 1$ ,  $\alpha = 0.01$ , то есть согласно (14)  $\frac{E(h)}{E_k} = \frac{\alpha \chi_0}{2} = \frac{0.01 \cdot 200}{2} = 1$ . При построении были учтены особенности подынтегральных выражений в (15) и (16) (особые точки). Они заключаются в том, что в формулах (15) при  $\tilde{x}' = \tilde{x}$ ,  $\tilde{y}' = 0$  и в формулах (16) при  $\tilde{x}' = \tilde{x}$ ,  $\tilde{y}' = \tilde{y}$  осуществляется деление нуля на ноль. Возникает сингулярность, которую необходимо устранить. Это было сделано путем разбиения области интегрирования и выкалывания особых точек. На рис. 2 слева показаны зависимости только для  $y$ -компонент поля, когда координаты  $\tilde{x} = 0$ , а  $-10 \leq \tilde{y} \leq -0.01$ , справа – для  $y$ -компонент поля, когда  $\tilde{x} = 0$ , а  $0.01 \leq \tilde{y} \leq 0.99$ . График синего цвета – это  $y$ -компонента поля, вычисленного в первом приближении, то есть при постоянной диэлектрической восприимчивости; оранжевого –  $y$ -компонента поля поверхностных индуциро-

ванных зарядов; зеленого –  $y$ -компонента поля объемных индуцированных зарядов.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из полученных зависимостей можем сделать вывод, что при данных значениях параметров объемные и поверхностные поляризационные заряды, обусловленные неоднородностью восприимчивости, если сравнивать модули, вносят незначительный вклад в коллективное электрическое поле. Это означает, что вплоть до значений  $\frac{E}{E_k} = 1$  (в предельном случае  $E = E(h)$  – максимально возможное поле), когда еще можно осуществлять разложение, как в (7), возможно с хорошей степенью точности пользоваться методом отображений, не ограничиваясь постоянством диэлектрической проницаемости. Это существенное утверждение, так как постоянство восприимчивости сильно ограничивало бы диапазон используемых полей.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Смайт В.* Электростатика и электродинамика. М.: ИЛ, 1954. 604 с.
2. *Пятаков М.А., Акимов М.Л., Поляков П.А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 11. С. 1568; *Piatkov M.A., Akimov M.L., Polyakov P.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 11. P. 1230.
3. *Wei T., Liu K., Fan P. et al.* // Ceram. Int. 2021. V. 47. No. 3. P. 3713.
4. *Shi J., Akbarzadeh A.H.* // Compos. Struct. 2020. V. 250. Art. No. 112395.
5. *Wang C.C., Pilania G., Boggs S.A. et al.* // Polymer. 2014. V. 55. No. 4. P. 979.
6. *Liu J., Zhang M., Guan L. et al.* // Polymer Testing. 2021. V. 100. Art. No. 107236.

7. *Chen L., Yan L., Guo Y. et al.* // Synth. Met. 2020. V. 269. Art. No. 116555.
8. *Wang J., Wu Z., Pan L. et al.* // ACS Nano. 2019. V. 13. No. 2. P. 2587.
9. *Лебедев Ю.А.* // Физика плазмы 2017. Т. 43. № 6. С. 577; *Lebedev Yu.A.* // Plasma Phys. Rep. 2017. V. 43. No. 6. P. 685.
10. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1992. 664 с.

## Electrostatic fields of polarizing charges in a nonlinear susceptibility dielectric

**M. L. Akimov<sup>a, \*</sup>, M. A. Piatakov<sup>a</sup>, O. P. Polyakov<sup>a</sup>, P. A. Polyakov<sup>a</sup>**

<sup>a</sup> *Chair of General Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia*

*\*e-mail: ml.akimov@physics.msu.ru*

The problem of calculating the electrostatic field induced by a filament charged with a given linear density and located over a dielectric with a specific functional dependence of the dielectric susceptibility on the field is solved. The limits of applicability of the image method to the calculation of the fields in the set problem are investigated. The contributions of induced volumetric and surface polarization charges to the collective electric field are considered.

УДК 681.586.7:53.087.92

## ИССЛЕДОВАНИЕ МНОГОСЛОЙНЫХ FeNiCo/CoFe НАНОСТРУКТУР МАГНИТНОЙ СТРЕЙНТРОНИКИ

© 2022 г. Д. А. Жуков<sup>1</sup> \*, В. В. Амеличев<sup>1</sup>, Д. В. Костюк<sup>1</sup>, С. И. Касаткин<sup>2</sup><sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное научное учреждение  
“Научно-производственный комплекс “Технологический центр”, Москва, Россия<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
“Институт проблем управления имени В.А. Трапезникова Российской академии наук”, Москва, Россия

\*E-mail: D.Zhukov@tcen.ru

Поступила в редакцию 18.04.2022 г.

После доработки 13.05.2022 г.

Принята к публикации 23.05.2022 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований многослойных периодических наноструктур Ta/[FeNiCo/CoFe]<sub>x</sub>/Ta, дополняющие научные знания в области магнитной стрейнтроники. Исследованы электрофизические параметры наноструктур в условиях контролируемой механической деформации и проведена экспериментальная оценка влияния количества периодов [FeNiCo/CoFe] на величину магниторезистивного эффекта.

DOI: 10.31857/S0367676522090356

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время исследования в области преобразования механической деформации являются актуальной научной проблемой, одним из возможных решений которой является научное направление, основанное на объединении магниторезистивного и магнитоэлектрического эффекта в единой наноструктуре, получившее название магнитной стрейнтроники [1–5].

Механические напряжения наноструктур в элементах магнитной стрейнтроники приводят к изменению магнитных свойств данных наноструктур [6]. Следовательно, в наноструктурах с объединенными в комплекс магнитоэлектрическими и магниторезистивными слоями можно установить зависимость между наведенными механическими деформациями и выходным электрическим сигналом.

В устройствах, основанных на магниторезистивном эффекте величина магнитосопротивления чувствительна к изменению магнитных свойств наноструктуры в соответствии с величиной магниторезистивного эффекта. Если эта наноструктура связана с другой магнитной наноструктурой с магнитоэлектрическими свойствами, то устройство становится чувствительным к механическим деформациям, что позволяет расширить функциональную область применения подобных материалов для ряда устройств.

Известно, что механическая деформация до 230 МПа наноструктур Ta/[FeNiCo/CoFe]<sub>6</sub>/Ta, с равным содержанием магнитоэлектрических и магниторезистивных слоев, приводит к изменению величины анизотропного магниторезистивного (АМР) эффекта до 1.1% [4]. Таким образом, экспериментально подтверждена возможность применения подобных наноструктур в элементах магнитной стрейнтроники, в которых внешнее воздействие приводит к механической деформации сжатия или растяжения тонкопленочного чувствительного элемента, и к изменению магнитосопротивления.

С целью исследования возможности повышения величины магниторезистивного эффекта за счет увеличения количества периодов [FeNiCo/CoFe] в наноструктуре были проведены исследования многослойных наноструктур магнитной стрейнтроники Ta/[FeNiCo/CoFe]<sub>x</sub>/Ta, состоящих из магнитоэлектрического слоя CoFe и магниторезистивного слоя FeNiCo.

Многослойные периодические наноструктуры Ta/[FeNiCo/CoFe]<sub>x</sub>/Ta изготовлены в НПК “Технологический центр”. Интерес к подобным наноструктурам вызван поисковыми работами по определению оптимальных наноструктур для применения в элементах магнитной стрейнтроники на основе магниторезистивного и магнитоэлектрических эффектов.



## ТЕХНОЛОГИЯ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ

Формирование наноструктур Ta/[FeNiCo/CoFe]<sub>x</sub>/Ta выполнялось методом магнетронного напыления на пластинах окисленного кремния диаметром 100 мм и толщиной 0.46 мм. В качестве буферного, а также защитного покрытия формировался верхний и нижний слой Ta. Ось легкого намагничивания (ОЛН) в наноструктурах формировалась в процессе магнетронного напыления под воздействием постоянного магнитного поля величиной ~100 Э в плоскости подложки.

Магнитные параметры изготовленных наноструктур измерялись как в состоянии механической деформации сжатия, так и без механической нагрузки, на специализированной измерительной установке MESA-200 [5]. При исследовании образцов в установке подавалось контролируемое механическое напряжение, которое приводило к деформации (сжатия) наноструктуры на кремниевой подложке, при этом направление этих напряжений перпендикулярно магнитному полю, создаваемому установкой. Установка MESA-200 позволяет измерять магнитные параметры магниторезистивных наноструктур в составе кремниевых пластин, в постоянном и переменном магнитном поле до 80 кА/м.

Дальнейшие исследования наноструктур магнитной стрейнтроники проводились на образцах размером 4 × 20 мм<sup>2</sup>, ОЛН в которых направлена вдоль или под 45° к длинной стороне образца, с целью измерения величины АМР эффекта в условиях меняющейся механической деформации. Механическая часть установки, создающая деформации сжатия–растяжения образца, состоит из шагового двигателя линейного перемещения с шагом 7.94 мкм, обеспечивающего механическое давление на образец до 10 Н, которое контролируется тензодатчиком сжатия–растяжения, и двух катушек Гельмгольца, создающих магнитное поле до 300 Э.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Исследовано три типа наноструктур Ta/[FeNiCo/CoFe]<sub>x</sub>/Ta со следующим количеством периодов:

- Ta/[FeNiCo/CoFe]<sub>3</sub>/Ta,
- Ta/[FeNiCo/CoFe]<sub>6</sub>/Ta,
- Ta/[FeNiCo/CoFe]<sub>9</sub>/Ta.

Зависимость перемангничивания  $B(H)$  наноструктуры Ta/[FeNiCo/CoFe]<sub>6</sub>/Ta, представлена на рис. 1. Из рисунка следует, что в исходном состоянии в наноструктуре наблюдается магнитная анизотропия. При приложении к образцу деформации сжатия вдоль ОЛН форма петли перемангничивания меняется, при этом коэрцитивность структуры увеличивается от 1.5 до 3 Э. При приложении сжимающих напряжений перпендику-

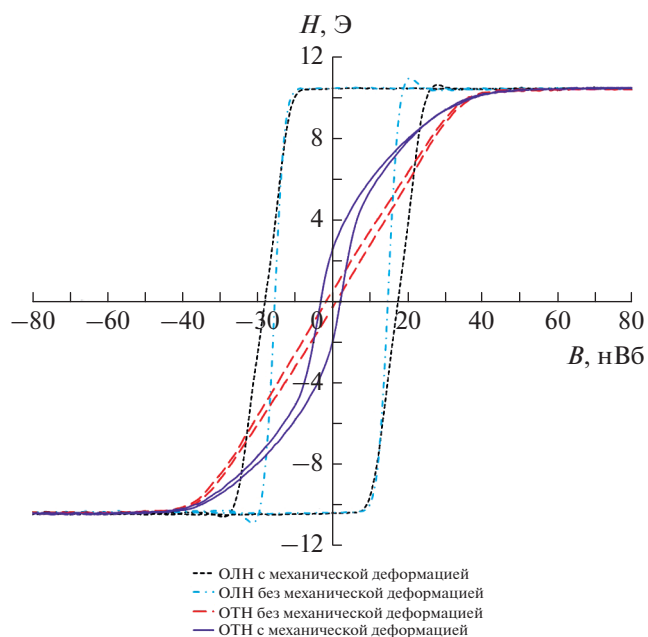


Рис. 1. Зависимость  $B(H)$  наноструктуры Ta/[FeNiCo/CoFe]<sub>6</sub>/Ta, в условиях наличия/отсутствия механической деформации.

лярно ОЛН коэрцитивность увеличивается с 15 до 18 Э, что, однако не приводит к существенному изменению петли перемангничивания.

На рис. 2 представлена характерная зависимость АМР эффекта структуры в свободном и деформированном состоянии сжатия (100, 170 и 235 МПа) от величины внешнего магнитного поля. Образцы размером 4 × 20 мм<sup>2</sup> предварительно подвергались отжигу 250°С в магнитном поле 1000 Э в течение 15 мин. Для исследованного образца, с ОЛН вдоль длинной стороны, в отсутствии механической нагрузки определен АМР эффект 0.01%. При воздействии механической нагрузки 235 МПа АМР эффект достигает 1.27%. Таким образом, относительное изменение сопротивления, обусловленное нагрузкой  $(\Delta R/R)_c$  составляет 1.26%.

Зависимость изменения сопротивления обусловленного механической нагрузкой  $(\Delta R/R)_c$  от величины сжимающих механических напряжений, для образца с ОЛН вдоль длинной стороны, представлена на рис. 3а. Смещение линейного участка графика в область высоких механических напряжений можно объяснить на основе модели обменно-упругого взаимодействия на границе раздела ферромагнитных слоев с разной коэрцитивностью [7, 8].

В результате исследования образцов с ОЛН вдоль длинной стороны установлено, что максимальная величина АМР эффекта 1.0% при механической деформации сжатия определяется для наноструктуры Ta/[FeNiCo/CoFe]<sub>3</sub>/Ta.

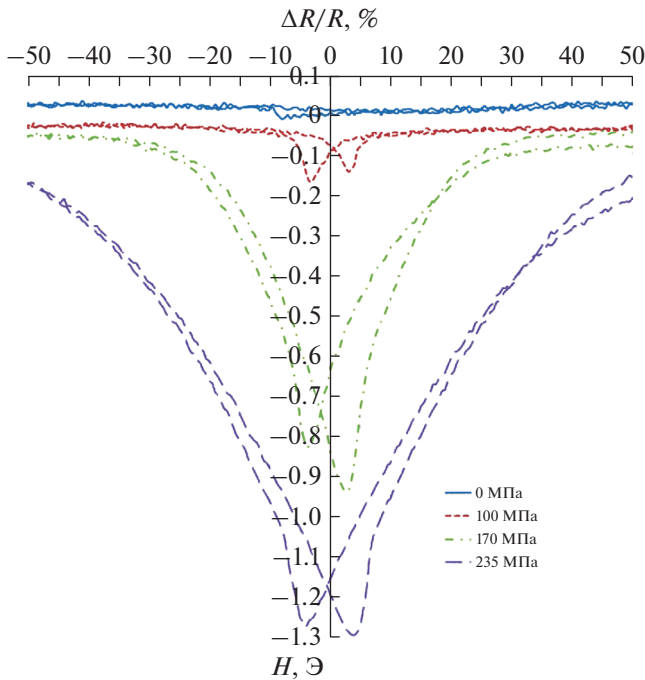


Рис. 2. Результаты измерения АМР эффекта, в условиях наличия/отсутствия механической нагрузки.

Зависимость изменения сопротивления обусловленного механической нагрузкой ( $\Delta R/R$ ) $_{\sigma}$  от величины механического напряжения сжатия-растяжения  $\pm 170$  МПа для наноструктуры с ОЛН под углом  $45^{\circ}$  к длинной стороне образца представлена на рис. 3б.

На рис. 3б представлены три графика зависимости величины относительного изменения сопротивления, обусловленного нагрузкой ( $\Delta R/R$ ) $_{\sigma}$  от величины механической деформации сжатия-растяжения  $\sigma$  для трех многослойных наноструктур Ta/[FeNiCo/CoFe] $_x$ /Ta. Полная величина относительного изменения сопротивления, обусловленного механической нагрузкой, для исследованных наноструктур составляет:

- Ta/[FeNiCo/CoFe] $_3$ /Ta – 1.3%,
- Ta/[FeNiCo/CoFe] $_6$ /Ta – 1.7%,
- Ta/[FeNiCo/CoFe] $_9$ /Ta – 1.5%.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что количество периодов [FeNiCo/CoFe] в структуре существенно не влияет на величину ( $\Delta R/R$ ) $_{\sigma}$  – относительного изменения сопротивления, обусловленного механической нагрузкой.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы многослойные периодические наноструктуры, содержащие магнитострикционные и магниторезистивные слои, определена зависимость величины АМР эффекта наноструктур

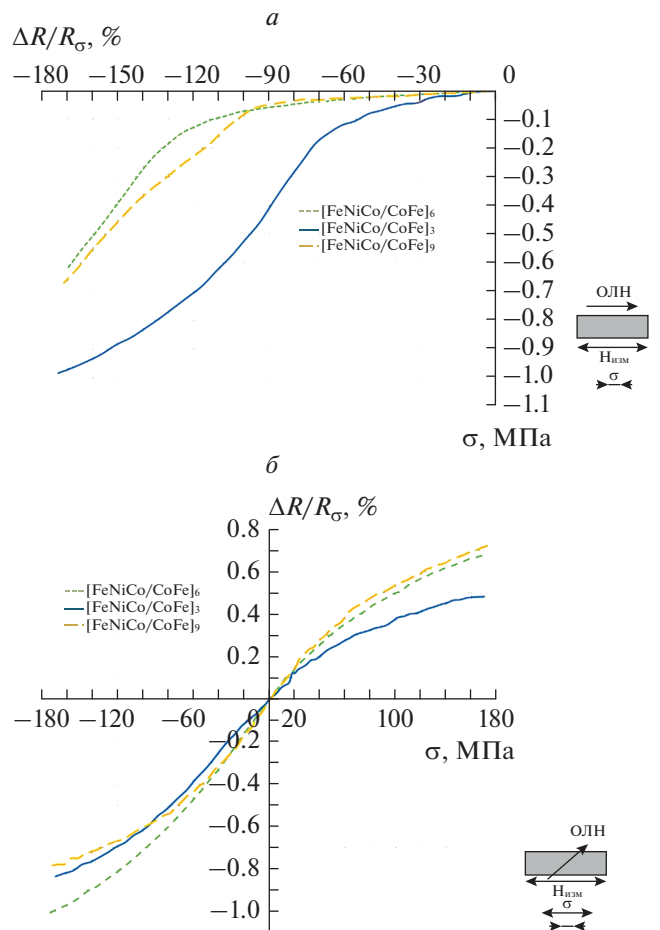


Рис. 3. График зависимости величины относительного изменения сопротивления, обусловленного нагрузкой ( $\Delta R/R$ ) $_{\sigma}$  от величины механических напряжений  $\sigma$ : деформация сжатия (а); деформация сжатия-растяжения (б).

и зависимость относительного изменения сопротивления, обусловленного нагрузкой от величины контролируемой механической деформации.

На основе проведенного экспериментального исследования многослойных наноструктур Ta/[FeNiCo/CoFe] $_x$ /Ta, с разным числом периодов [FeNiCo/CoFe] установлено, что количество периодов в структуре существенно не влияет на величину относительного изменения сопротивления, обусловленного механической нагрузкой сжатия-растяжения наноструктуры – данные величины для трех образцов отличается не более чем на 15%. При механической деформации сжатия, приложенной к наноструктурам, максимальный эффект проявляет Ta/[FeNiCo/CoFe] $_3$ /Ta, достигая величины 1%, величина эффекта двух других наноструктур составляет  $\sim 0.5\%$ .

Исследование параметров наноструктур выполнено с использованием оборудования ЦКП “Функциональный контроль и диагностика мик-

ро- и наносистемной техники” на базе НПК “Технологический центр”.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Singh J., Kumar A., Chelvane J.A.* // Sens. Actuators. A. Phys. 2019. V. 294. P. 54.
2. *Fuji Y., Kaji S., Hara M., et al* // Appl. Phys. Lett. 2018. V.112. Art. No. 062405.
3. *Tavassolizadeh A., Rott K., Meier T. et al.* // Sensors. 2016. V. 16. P. 1902.
4. *Жуков Д.А., Крикунов А.И., Амеличев В.В. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 11. С. 1550; *Zhukov D.A., Krikunov A.I., Amelichev V.V. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 11. P. 1213.
5. *Zhukov D., Amelichev V., Kasatkin S., Kostyuk D.* // Sensors. 2021. V. 21. P. 5785.
6. *Katada H., Shimatsu T., Watanabe I. et al.* // J. Magn. Soc. Japan. 2002. V. 26. No. 4. Art. No. AQ9.
7. *Skomski R., Coey J.M.D.* // Phys. Rev. B. 1993. V. 48. Art. No. 15812.
8. *Leineweber T., Kronmüller H.* // Phys. Stat. Sol. B. 1997. V. 201. P. 291.

### Study of FeNiCo/CoFe multilayer nanostructures in magnetic straintronics

**D. A. Zhukov<sup>a,\*</sup>, V. V. Amelichev<sup>a</sup>, D. V. Kostyuk<sup>a</sup>, S. I. Kasatkin<sup>b</sup>**

<sup>a</sup> *Scientific-Manufacturing Complex “Technological Centre”, Moscow, 124498 Russia*

<sup>b</sup> *Institute of Control Sciences of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia*

*\*e-mail: D.Zhukov@tcen.ru*

We presented the results of experimental studies of multilayer periodic nanostructures Ta/[FeNiCo/CoFe]<sub>N</sub>/Ta, supplementing scientific knowledge in the field of magnetic straintronics. The electrophysical parameters of nanostructures under conditions of controlled mechanical deformation have been studied, and an experimental evaluation of the influence of the number of periods [FeNiCo/CoFe] on the magnitude of the magnetoresistive effect has been carried out.

УДК 621.396

## ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННОЙ ЭЛЕКТРИЗАЦИИ ТЕРМОСТОЙКОГО РАДИОПОГЛОЩАЮЩЕГО МАТЕРИАЛА

© 2022 г. В. Ю. Кириллов<sup>1</sup>, \*, М. М. Томилин<sup>1</sup><sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)”, Москва, Россия

\*E-mail: kaf309@mai.ru

Поступила в редакцию 18.04.2022 г.

После доработки 13.05.2022 г.

Принята к публикации 23.05.2022 г.

Представлены результаты исследований радиационной электризации термостойкого радиопоглощающего материала. На основе проведенных исследований сформулировано заключение о том, что данный радиопоглощающий материал не электризуется и сохраняет значения коэффициента отражения, близкие к исходным, после воздействия электронного потока, имитирующего магнитосферную плазму.

DOI: 10.31857/S0367676522090125

Радиопоглощающие материалы (РПМ) могут применяться для уменьшения помехоэмиссии и ослабления резонансных явлений в радиоэлектронной аппаратуре [1–5]. На основе результатов проведенных исследований образцов РПМ марки ТПМВ-1С было установлено, что данный материал позволяет эффективно уменьшать помехоэмиссию и ослаблять резонансные явления макета приборного модуля. В результате исследований было также установлено, что механические воздействия, воздействие высоких и низких температур на исследуемые образцы данного РПМ не приводят к значительным изменениям коэффициента отражения в широком частотном диапазоне [6, 7].

Для приборов и устройств бортовых комплексов космических аппаратов с целью уменьшения помехоэмиссии и ослабления резонансных явлений РПМ могут применяться только в том случае, когда они сохраняют свои свойства в температурном диапазоне от  $-150$  до  $+150^{\circ}\text{C}$  и не подвержены радиационной электризации.

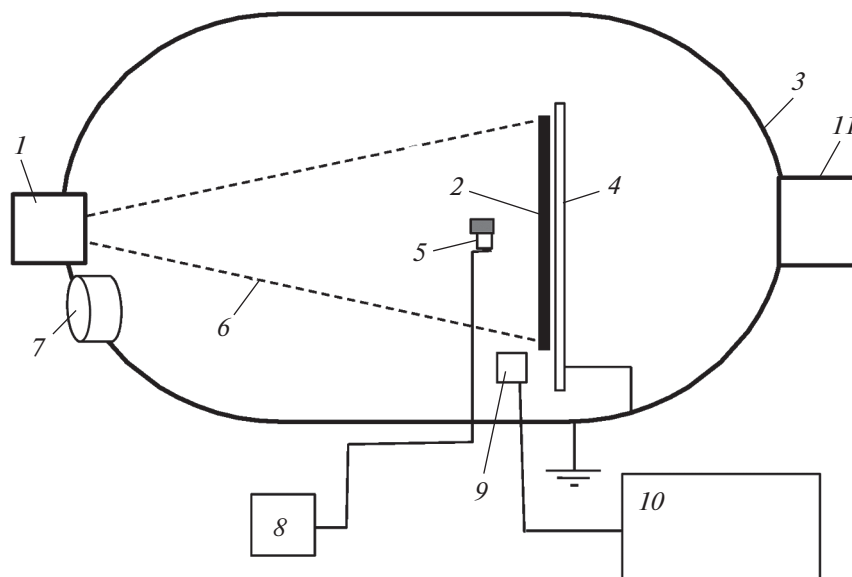
Радиационная электризация возникает при прохождении космическими аппаратами слоев магнитосферы Земли, заполненных горячей разреженной плазмой. Вопросы взаимодействия с магнитосферной плазмой являются необходимой частью процесса выбора и определения характеристик материалов для конструкции космических аппаратов [8].

Радиационная электризация космических аппаратов является существенным фактором опас-

ного электрофизического воздействия космической среды на бортовые электронные приборы и устройства. Радиационная электризация диэлектрических материалов космических аппаратов приводит к возникновению электростатических разрядов, и как следствие, появлению импульсных токов в электрических жгутах бортовой сети и электромагнитных импульсных полей во внутреннем пространстве конструкции космических аппаратов [9].

Появление импульсных токов от электростатических разрядов в электрических жгутах бортовой сети и в электрических цепях бортовых приборов и устройств может привести к ухудшению качества функционирования электронных систем космических аппаратов. Поэтому при проектировании космических аппаратов важной задачей является применение материалов, не подверженных радиационной электризации под воздействием магнитосферной плазмы. В связи с данным требованием РПМ, применяемый на борту космического аппарата для уменьшения помехоэмиссии и резонансных явлений, не должен электризоваться и создавать электростатические разряды. Помимо этого, РПМ должен сохранять электрофизические свойства при контакте с магнитосферной плазмой, через которую проходит траектория полета космического аппарата.

Исследование электризации образцов радиопоглощающего материала под воздействием электронного потока, имитирующего воздействие магнитосферной плазмы космического пространства,



**Рис. 1.** Схема электровакуумной камеры стенда ПП-2 для исследования электризации радиопоглощающего материала: 1 – контроль плотности электронного потока; 2 – образец РПМ; 3 – вакуумная камера; 4 – имитатор элемента корпуса космического аппарата; 5 – датчик плотности электронного потока; 6 – электронный поток; 7 – окно для наблюдения; 8 – контроль плотности электронного потока; 9 – датчик электрического поля; 10 – измерительный приемник; 11 – вакуумный насос.

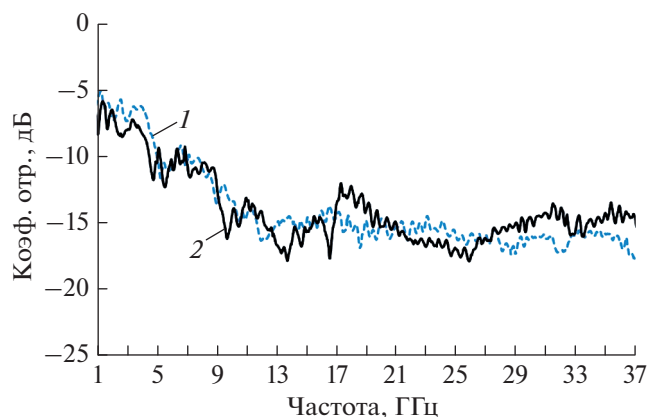
проводилось с помощью электровакуумной камеры стенда ПП-2. Стенд ПП-2 предназначен для исследования воздействия высокого вакуума, электронов, солнечного излучения и магнитосферной плазмы на аппаратуру, материалы и перспективные покрытия космических аппаратов различного назначения в широком диапазоне температур [10]. Стенд оснащен современными средствами контроля вакуума, имитаторами внешних факторов, средствами их измерения и контроля. На стенде проводятся эксперименты по исследованию физических процессов воздействия низкотемпературной плазмы на радиопоглощающие материалы, применяемые на космических аппаратах (КА). Упрощенная схема электровакуумной камеры стенда ПП-2 приведена на рис. 1. При проведении экспериментов в камере обеспечивается уровень вакуума  $\sim 10^{-6}$  мм рт. ст.

Испытуемый РПМ выполнен из нескольких слоев стойких к высоким и низким температурам минеральных волокон, разделенных покрытием из вибромолотого графита. Размер слоя минеральных волокон, толщина слоевой плоскости вибромолотого графита, толщина слоев, размеры частиц графита и температурный режим изготовления материала определяются технологией изготовления РПМ. РПМ обладает следующими параметрами: удельная плотность  $150 \text{ кг/м}^3$ ; удельная проводимость  $\sigma = 2.5 \cdot 10^3 \text{ 1/(Ом} \cdot \text{м)}$ . Модуль относительной диэлектрической прони-

цаемости  $|\epsilon_r|$  зависит от частоты. На частоте  $1 \text{ МГц}$   $|\epsilon_r| \sim 4.3$ , с увеличением частоты модуль относительной диэлектрической проницаемости  $|\epsilon_r|$  стремится к единице.

Образец радиопоглощающего материала с размерами  $300 \times 200 \times 30 \text{ мм}$  размещался в электровакуумной камере и подвергался воздействию электронного потока с плотностью тока  $0.1 \text{ нА/см}^2$  и энергией от  $15$  до  $20 \text{ кэВ}$ . Напряженность электростатического поля и параметры электростатических разрядов регистрировалась датчиком электрического поля, размещенном во внутреннем пространстве вакуумной камеры. Суммарное время облучения составляло  $30 \text{ мин}$ . Первые  $15 \text{ мин}$  энергия электронов потока была равна  $15 \text{ кэВ}$ . В течение второй половины времени исследования энергия повышалась до  $20 \text{ кэВ}$ . Уровень электризации образца РПМ оценивался по напряженности электростатического поля с помощью датчика электрического поля.

В результате исследования было установлено, что в процессе облучения радиопоглощающего материала на исследуемом образце не происходило накопления электростатических зарядов. Датчик электрического поля фиксировал фоновое значение напряженности поля. Визуально наблюдаемое отсутствие электростатических разрядов на поверхности и в объеме образца радиопоглощающего материала подтверждалось показаниями



**Рис. 2.** Частотные диаграммы коэффициента отражения радиопоглощающего материала до и после проведения исследований на радиационную электризацию: 1 – частотная диаграмма образца до исследования на радиационную электризацию; 2 – частотная диаграмма образца после исследования на радиационную электризацию.

измерительного приемника, подключенного к датчику электрического поля.

С целью определения возможных изменений свойств радиопоглощающего материала были проведены измерения коэффициента отражения до и после воздействия на образец РПМ потока электронов, имитирующего магнитосферную плазму. Измерения коэффициента отражения проводились с помощью установки высокочастотного электромагнитного поля в диапазоне частот 1–37 ГГц при нормальном падении электромагнитной волны на образец радиопоглощающего материала, расположенный на поверхности металлической пластины [7]. Частотные диаграммы коэффициента отражения, построенные на основе результатов измерений для образца РПМ, приведены на рис. 2.

Как следует из сравнительного анализа частотных диаграмм коэффициент отражения радиопоглощающего материала после облучения электронным потоком изменяется в незначительных пределах. На нескольких частотных диапазонах, например, 9–10, 13–15, 21–27 ГГц, после воздействия электронным потоком коэффициент отражения РПМ принимает на 1–4 дБ значения, меньшие значений коэффициента отражения до воздействия электронным потоком. На частотах более 27 ГГц коэффициент отражения проявляет тенденцию к увеличению значений, но не более чем на 3 дБ. Максимальная абсолютная разность значений коэффициента отражения исследуемого образца радиопоглощающего материала до и после проведения исследования на радиационную электризацию составляет ~4 дБ.

Проведенные исследования позволяют сделать заключение о том, что данный радиопоглощающий материал не подвержен электризации,

сохраняет после воздействия электронным потоком, имитирующим магнитосферную плазму, значения коэффициента отражения близкие к исходным, что подтверждает, учитывая также ранее проведенные исследования, результаты которых приведены в [5–7], возможность его применения на борту космических аппаратов с целью уменьшения помехоэмиссии и ослабления резонансных явлений в условиях космического пространства.

Исследования были выполнены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-38-90244).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кечиев Л.Н. Экранирование радиоэлектронной аппаратуры. М.: Грифон, 2019. 719 с.
2. Журавлев С.Ю., Жуков П.А., Кириллов В.Ю. и др. // Сб. тр. V Всеросс. конф. “Техно-ЭМС 2018” (Москва, 2018). С. 54.
3. Кириллов В.Ю., Жуков П.А., Журавлев С.Ю. и др. // Сб. тр. XXVIII Междунар. конф. “Электромагн. поле и матер. (Фунд. физ. иссл.)” (Москва, 2020). С. 303.
4. Ковалева Т.Ю., Пустарнакова Ю.И., Ковалева А.Г. и др. // Сб. тр. XXIII Междунар. конф. “Электромагн. поле и матер. (Фунд. физ. иссл.)” (Москва, 2015). С. 431.
5. Кириллов В.Ю., Жуков П.А. // Сб. тр. XXVIII Междунар. конф. “Электромагн. поле и матер. (Фунд. физ. иссл.)” (Москва, 2020). С. 308.
6. Zhukov P.A., Kirillov V.Yu. // Proc. 18th Int. Conf. “Aviation and Cosmonautics” (Moscow, 2019). P. 1.
7. Кириллов В.Ю., Жуков П.А., Журавлев С.Ю. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 11. С. 1573; Kirillov V.Y., Zhukov P.A., Zhuravlev S.Yu. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 11. P. 1235.

8. Новиков Л.С. // в кн.: Модель космоса. Том 2. Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. М.: КДУ, 2007. С. 10.
9. Иванов В.А., Кириллов В.Ю., Морозов Е.П. Модельные и стендовые испытания электризации космических аппаратов. М.: Изд-во МАИ, 2012. 167 с.
10. [https://ckp-rf.ru/usu/73590/?sphrase\\_id=6082403](https://ckp-rf.ru/usu/73590/?sphrase_id=6082403).

## Study of radiation electrization of heat-resistant radar-absorbing material

V. Yu. Kirillov<sup>a, \*</sup>, M. M. Tomilin<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Moscow Aviation Institute (National Research University), Moscow, 125993 Russia

\*e-mail: kaf309@mai.ru

The results of studies of radiation electrization of heat-resistant radar-absorbing material are presented. On the basis of the studies carried out, the conclusion was formulated that this radio absorbing material is not electrized and retains the values of the reflection coefficient close to the initial ones after exposure to an electron beam simulating magnetospheric plasma.

УДК 537.622:537.86

## ИМПЕДАНСНО-СОГЛАСОВАННЫЕ С ВАКУУМОМ МАТЕРИАЛЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ФЕРРОШПИНЕЛЕЙ

© 2022 г. С. В. Серебрянников<sup>1</sup>, \*, С. С. Серебрянников<sup>1</sup>, А. В. Долгов<sup>1</sup>,  
Л. Л. Еремцова<sup>1</sup>, А. З. Славинский<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Национальный исследовательский университет МЭИ”, Москва, Россия

\*E-mail: SerebriannikSV@mpei.ru

Поступила в редакцию 18.04.2022 г.

После доработки 13.05.2022 г.

Принята к публикации 23.05.2022 г.

Рассматривается создание и исследование композиционных магнитных материалов на основе керамики со структурой шпинели, которые могут быть использованы в различных устройствах, выполняющих сенсорные, антенные и радиопоглощающие функции. Представлены результаты синтеза и частотных исследований в области до 3 ГГц композитных материалов на основе феррита со структурой шпинели  $2\text{Ti}_{14}\text{Fe}_{1,4}\text{Co}_{0,4}(\text{Al}_2\text{O}_3)$ .

DOI: 10.31857/S0367676522090253

### ВВЕДЕНИЕ

Материалы на основе ферритов со структурой шпинели были первыми, которые применялись в СВЧ-технике [1]. Феррошпинели имеют общую химическую формулу  $\text{MeFe}_2\text{O}_4$ , где в качестве Me используется двухвалентный ион переходных металлов. Подобные материалы со структурой шпинели активно применяются в высокомоощных устройствах – фазовращателях, антеннах и вентилях. В диапазонах частот от 7 до 15 ГГц успешно применяют магниево-марганцевые (Mg–Mn), никелевые (Ni) и литиевые (Li) ферриты [2, 3]. Современные тенденции развития телекоммуникаций и усложнение электромагнитной обстановки вокруг объектов, вовлеченных в создание небольшой беспроводной сети между множеством электронных устройств, требует поиска новых материалов или композиций для обеспечения совместной надежной работы таких устройств. Примером могут служить системы беспроводной связи, использующие диапазон частот 2.4 и 5 ГГц, которые не требуют лицензирования регулируемыми органами большинства стран мира [4]. Для работы таких радиосистем создается антенное полотно с излучателями плоской формы. В этом случае требуется создать определенный уровень развязки между различными каналами передачи в рамках единого приемопередающего полотна. В связи с этим остро стоит задача уменьшения связи между излучателями. Решением ее может служить использование им-

педансно-согласованных с вакуумом материалов, основные параметры которых – действительная и мнимая части диэлектрической и магнитной проницаемости – равны [5]. Свое название “импедансно-согласованные с вакуумом” материалы получили потому, что для плоской волны импеданс этой среды равняется импедансу для плоской волны вакуума. Это означает, что плоская волна не будет отражаться от границы “материал-вакуум” [6, 7]. В качестве материалов с такими свойствами предлагается использовать керамические материалы, основу которых составляют феррошпинели.

При относительно большом числе работ по исследованию и применению гексагональных ферритов материалы на основе феррошпинели остаются малоизученными. Эксплуатационные возможности материалов на основе шпинели достаточно высоки, особенно в диапазоне частот до 3 ГГц. При разработке подобных материалов необходимо учитывать различные механизмы их функционирования, взаимодействие в готовых изделиях и конструкциях различных по электрофизическим свойствам материалов. Недостатком многих материалов, которые применяются в настоящее время в аналогичных конструкциях, является то, что в них присутствуют компоненты, способные согласованно работать только в одной из составляющих электромагнитного излучения, либо в электрической, либо в магнитной. Более того структура этих материалов не предполагает



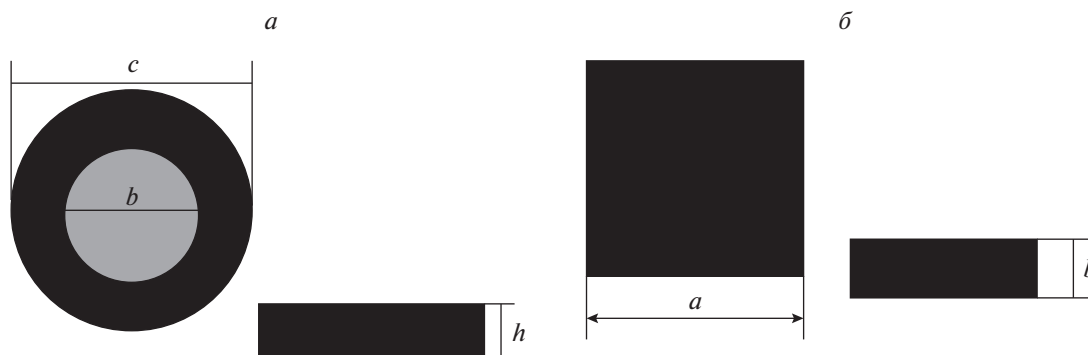


Рис. 1. Формы образцов для исследования диэлектрической (а) и магнитной проницаемостей (б) материалов.

проявление квантовых эффектов. Поэтому актуальной задачей является синтез такого композиционного материала, который позволил бы увеличить верхний предел частоты, что в значительной мере определяется резонансной частотой. Смещение резонансной частоты в область 5 ГГц позволяет расширять область применения ферритов со структурой шпинели.

Керамические материалы на основе феррошпинелей редко рассматриваются при создании импедансно-согласованных с вакуумом материалов. Существует целый ряд факторов, которые влияют на это. Главное — это сильная зависимость их показателей свойств от соотношения Крамерса—Кронинга [8], связывающего диссипацию энергии в материале с наличием частотной дисперсии, а также имеющиеся ограничения пределом Снука [9]. В то же время установлено, что возможности материалов на основе шпинели достаточно перспективны, особенно в диапазоне до 3 ГГц [10].

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Исследован керамический материал на основе феррита со структурой шпинели, имеющий химическую формулу  $2\text{Ti}_{14}\text{Fe}_{1.4}\text{Co}_{0.4}(\text{Al}_2\text{O}_3)$ . Первоначально порошки материала изготавливали в планарной мельнице в течение 4 часов. Затем полученная смесь подвергалась прокаливанию при температуре порядка  $1000^\circ\text{C}$ , а после термической обработки вновь измельчалась. Полученные порошки подвергались сухому прессованию в матрице из нержавеющей стали. Прессованные гранулы и тороидальные образцы спекали в печи в течение 5 ч в атмосфере воздуха при температуре  $1100^\circ\text{C}$ .

Измерение параметров свойств материалов проводилось на анализаторе импеданса производства Agilent Technologies с использованием специ-

альных дополнительных приставок того же производителя. Измерительные приставки позволяют осуществлять измерения действительных и мнимых частей диэлектрической ( $\epsilon'_r$  и  $\epsilon''_r$ ) и магнитной ( $\mu'_r$  и  $\mu''_r$ ) проницаемостей в диапазоне частот от 1 МГц до 3 ГГц, что достаточно при исследовании ферритов со структурой шпинели. Каждая из приставок перед применением обязательно проходила трехступенчатый алгоритм калибровки, указанный в [11].

Экспериментальные образцы для исследования параметров магнитной проницаемости (рис. 1а) представляют собой шайбу, имеющую внешний диаметр  $c$ , который должен быть не более 20 мм, и внутренний диаметр  $b$  не более 3.1 мм. Высота образца  $h$  в виде шайбы не превышала 8.5 мм.

Исследование параметров диэлектрической проницаемости проводилось на образцах иной формы (рис. 1б). Они имели вид параллелепипеда толщиной до 4 мм с квадратом в основании, сторона которого составляла не более 30 мм.

Получены экспериментальные частотные зависимости не только реальных и мнимых частей диэлектрической и магнитной проницаемостей, но и тангенсов угла диэлектрических  $\text{tg } \delta(\epsilon)$  и магнитных потерь  $\text{tg } \delta(\mu)$  композиционного керамического материала на основе феррита  $2\text{Ti}_{14}\text{Fe}_{1.4}\text{Co}_{0.4}(\text{Al}_2\text{O}_3)$  со структурой шпинели. Зависимости представлены на рис. 2.

Показано, что диэлектрические потери материалов на основе феррошпинели ниже, чем в других известных аналогичных структурах. При этом значения мнимой части диэлектрической проницаемости материалов в СВЧ диапазоне (гигагерцы) частот возрастают с увеличением частоты. Эффективная составляющая диэлектрической проницаемости сохраняет достаточно стабильное значение во всем исследованном диапазоне частот.

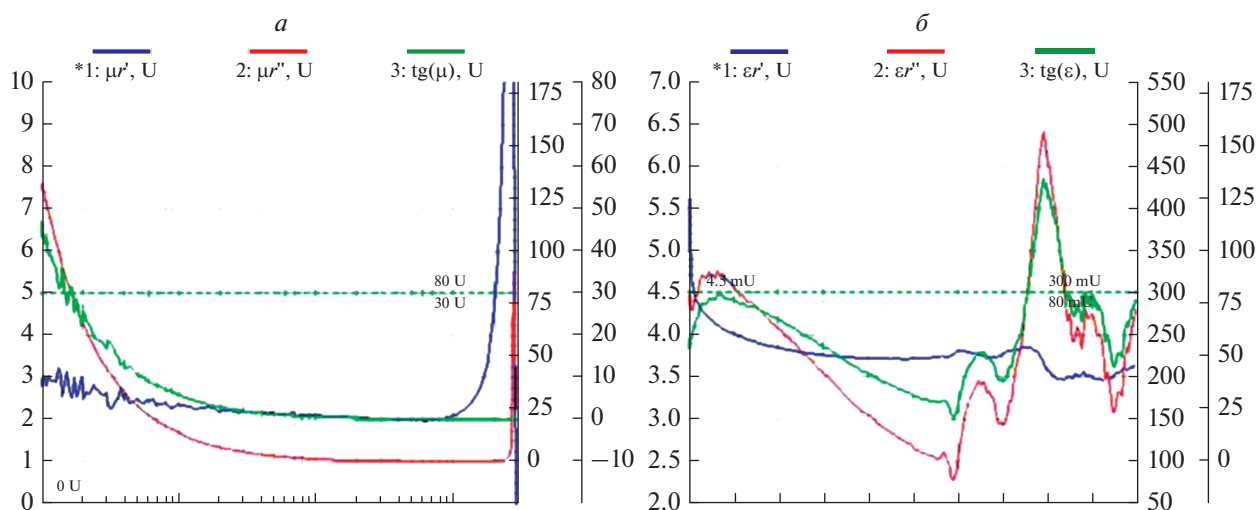


Рис. 2. Частотная зависимость магнитных (а) и диэлектрических (б) параметров исследованной феррошпинели.

Магнитная проницаемость исследуемого феррита со структурой шпинели имеет достаточно низкое и стабильное значение. Выше частоты 2 ГГц действительная часть магнитной проницаемости резко увеличивается, а в области частоты 3 ГГц также резко возрастают магнитные потери.

В то же время значения магнитной и диэлектрической проницаемостей исследуемого композиционного материала, имеющие величину порядка 2 и 4, соответственно, можно назвать близкими. Это свидетельствует о том, что на базе таких материалов при проведении дальнейших работ, прежде всего в области синтеза новых композиций, возможно получение импедансно-согласованных с вакуумом материалов.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе экспериментальных работ по синтезу композиционных керамических материалов получены ферриты со структурой шпинели, имеющие общую формулу  $2\text{Ti}_{14}\text{Fe}_{1.4}\text{Co}_{0.4}(\text{Al}_2\text{O}_3)$ . Исследованы основные электромагнитные параметры свойств материалов — диэлектрическая и магнитная проницаемости, а также диэлектрические и магнитные потери в диапазоне частот 1 МГц–3 ГГц. Установлено, что синтезированный материал имеет достаточно низкие значения магнитной и диэлектрической проницаемостей в исследованном СВЧ диапазоне. В области частот до 1 ГГц значения реальных частей магнитной и диэлектрической проницаемости являются близкими и составляют величины 2 и 4, соответственно. Дальнейшие модификации синтезированного керамического материала на основе феррошпи-

нели могут позволить его использовать в различных устройствах, требующих сочетания материалов с согласованными сопротивлениями.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Яковлев Ю., Генделев С. Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. М.: Советское радио, 1975. 360 с.
2. Cruickshank D. Microwave materials for wireless application. Artech House, 2011. 221 p.
3. Chen P. Y., Argyropoulos C., Alu A. // IEEE Trans. Antenn. Propag. 2013. V. 61. No. 4. P. 1528.
4. Naik G., Liu J., Park J.M.J. // IEEE Commun. Surv. Tutor. 2018. V. 20. No. 3. P. 1777.
5. Климов К.Н. // Сб. тр. XIII Межд. научно-практ. конф. “Инновац. Информ. Коммун. Технол.” М.: Асс. вып. и сотр. ВВИА им. проф. Жуковского. 2016. С. 515.
6. Stratton J.A. Electromagnetic Theory. N.Y., London: McGraw Hill Book Company, 1941.
7. Schantz H.G. // Proc. Antenna Appl. Symp. (Allerton Park, 2014). Art. No. 25.
8. Shinichi K., Tomoya Y., Akira I., Katsumi O. Antenna apparatus. US Patent No. 7482977B2, cl. A45C11/00, H01Q1/38. 2004.
9. Rozanov K.N., Starostenko S.N. // J. Commun. Technol. Electron. 2003. V. 48. No. 6. P. 652.
10. Mahalakshmi S., Jayasri R., Nithyanatham S. et al. // Appl. Surface Sci. 2019. V. 494. P. 51.
11. Serebryannikov S.V., Cherkasov A.P., Serebryannikov S.S. et al. // Proc. SPIE. 2018. V. 10800. Art. No. 108000J.

**Impedance-matched with vacuum materials using ferrospinel**

**S. V. Serebryannikov<sup>a,\*</sup>, S. S. Serebryannikov<sup>a</sup>, A. V. Dolgov<sup>a</sup>,  
L. L. Yeremtsova<sup>a</sup>, A. Z. Slavinskiy<sup>a</sup>**

*<sup>a</sup>National Research University "MPEI", Moscow, 111250 Russia*

*\*e-mail: SerebriannikSV@mpei.ru*

The creation and research of composite magnetic materials based on ceramics with a spinel structure which can be used in various devices, performing sensor, antenna, and radio-absorbing functions, is considered. The results of synthesis and frequency studies in the field up to 3 GHz of ferrite-based composite materials with spinel structure  $2\text{Ti}_{14}\text{Fe}_{1.4}\text{Co}_{0.4}(\text{Al}_2\text{O}_3)$  are presented.

УДК 621.31:537.63

## МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ЭДС ВО ВРАЩАЮЩИХСЯ ДИСКАХ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ ПОСТОЯННЫХ МАГНИТОВ

© 2022 г. А. Р. Лепешкин<sup>1, 2, \*</sup>, А. Б. Кувалдин<sup>1</sup>, Ю. Ю. Захаров<sup>1</sup>, О. И. Ильинская<sup>2</sup>,  
М. А. Федин<sup>1</sup>, А. О. Кулешов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Национальный исследовательский университет “МЭИ”, Москва, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)”, Москва, Россия

\*E-mail: [lepeshkin.ar@gmail.com](mailto:lepeshkin.ar@gmail.com)

Поступила в редакцию 18.04.2022 г.

После доработки 13.05.2022 г.

Принята к публикации 23.05.2022 г.

Разработан метод исследования ЭДС во вращающихся дисках в электромагнитном поле постоянных магнитов. Приведены результаты исследований сигналов ЭДС и их спектров во вращающихся дисках из разных металлических сплавов в электромагнитном поле постоянных магнитов. Предложенный метод можно использовать для исследований ЭДС во вращающихся небольших дисках в электромагнитном поле постоянных магнитов.

DOI: 10.31857/S0367676522090162

### ВВЕДЕНИЕ

В связи с использованием постоянных магнитов в моделировании нагрева вращающихся деталей [1–3] представляются актуальными работы по исследованию ЭДС вихревых токов во вращающихся дисках в электромагнитном поле, созданном сильными постоянными магнитами. В случае вращения магнитов относительно неподвижного диска также будут возникать вихревые токи в диске и приводить к его нагреву.

Следует также отметить, что известны работы по электродинамике вращающихся тел [4–7], которые показывают важное фундаментальное и прикладное значение проведения исследований в этой области.

С начала 20 в. неоднократно различными исследователями [4, 5] при различном уровне техники эксперимента были проведены попытки изучить так называемое “электрическое поле вращающегося магнита”. Изначально идея таких исследований восходит к представлениям М. Фарадея о силовых линиях магнитного поля. Он полагал, что силовые линии есть реально существующие образования в пространстве вокруг магнитов, создаваемые самими магнитами, и, соответственно, при перемещении магнита перемещаются вместе с ним. Действительно, перенос магнит с места на место мы переносим и его “магнитное поле”. Вращение является частным случаем механического движения и, следовательно, при осевом

вращении цилиндрического аксиально намагниченного магнита линии магнитного поля также вращаются вместе с магнитом. В таком случае силовые линии, пересекая неподвижный в лабораторной системе пробный заряд, создают силовое действие, аналогичное силе Лоренца, возникающей тогда, когда движущийся заряд пересекает силовые линии магнитного поля. Проводником является при таком подходе магнит или диэлектрик — значения не имеет. Фарадеем был впервые в мире построен так называемый “униполярный генератор”, создающий ЭДС во вращающемся диске, снабженном скользящими контактами, один из которых расположен на оси вращающегося магнита, а второй на его ободе. Такой генератор и сегодня довольно широко используется в технике. Многочисленные опыты, проведенные с генератором Фарадея, подтвердили идею “вращающегося” магнитного поля. Принцип работы униполярного генератора достаточно подробно описан в книгах И.Е. Тамма, Р. Фейнмана, Л.Д. Ландау и Е.М. Лившица, а также других авторов.

Эксперименты с униполярным генератором и со скользящими контактами с целью выяснить, вращается электромагнитное поле или нет, проводят до сих пор [7]. Некоторые ученые, например, Кеннард и Барнетт [5] и другие отказались от скользящих контактов и замкнутых электрических цепей, исследуя электрическое поле вращающегося магнита, чтобы избежать погрешностей эксперимента. Для этого им пришлось перейти от

техники измерения электрических токов в замкнутой цепи к измерению разности электрических потенциалов в разомкнутой цепи, т.е. перейти от техники гальванометрии к технике электрометрии. Кеннард (в статье 1912 г.), проводя свой опыт не смог обнаружить отклонение электрометра при вращении магнита, хотя его расчеты по теории Вебера показывали, что электрометр должен отклоняться. Заявленная чувствительность электрометра составляла доли милливольт. Барнетт критиковал его методику измерений, доказывая, что она ошибочна. Кроме того, на упрощенной схеме Кеннарда не показан ряд важных деталей установки, в частности, не показан электростатический экран вокруг магнита (без этого экрана электрометр увидит только обычное Кулоновское поле, возникающее в силу неизбежной трибоэлектрической зарядки вращающегося магнита и окружающего его воздуха). Сам Барнетт (в статье 1913 г.), годом позже, провел электрометрические опыты с двумя электродами, находящимися внутри цилиндрического вращающегося электромагнита, и обнаружил, что при вращении электродов разность потенциалов на них возникает, а при вращении магнита — нет. Он также использовал некое “защитное кольцо”, которое он упоминает в описании, но его расположение и подключение к схеме неизвестно. Возможно оно было заземлено в схеме. Это могло играть решающее значение для результатов опыта, когда не было зарегистрировано электрическое поле вращающегося магнита. Некоторые прямые измерения потенциального электрического поля вращающихся магнитов, выполненные в начале прошлого века, дали нулевой результат [5]. Исключение составляет лишь эксперимент Вильсонов (в статье 1913 г.) с вращающимся магнитным диэлектриком [4], когда было зарегистрировано электрическое поле вращающегося магнитного диэлектрика.

Столетие спустя ученые в работе [6] повторили опыт Барнетта на современной элементной базе с использованием полевых транзисторов в чувствительных электрометрах, усовершенствовав его, для проведения исследований потенциального электрического поля вращающегося магнита. Магнит приводился во вращение асинхронным электродвигателем с частотой 1470 об./мин. Кроме того, в их опыте [6] использовались по 2 кольцевых электрода, размещенных на различном расстоянии от магнита и не сообщалось ни о каких электростатических экранах между магнитом и электродами. Как будет показано ниже, даже и в этом случае можно получить ложноотрицательный результат. Однако экспериментаторы получили однозначные результаты. Им удалось установить не только факт наличия электрического поля вращающегося магнита, но и то, что это поле убывает квадратично с расстоянием. Более того, оно не зависит от объема вращающегося

магнита, а зависит только от его магнитного момента, что ставит под сомнение выводы некоторых исследователей, базирующихся на представлениях теории относительности. Проведенные эксперименты подтверждают, что снаружи от вращающегося магнита (по крайней мере вблизи его экваториальной плоскости) есть электрическое поле, что согласуется с экспериментами Вильсонов [4].

В работе [7] проводились исследования параметров электромагнитного поля, созданном постоянными магнитами, в котором вращался металлический диск со скользящими контактами без исследования его количественных характеристик ЭДС от вихревых токов. Однако в работе [7] в другом эксперименте не было зарегистрировано электромагнитное поле в случае вращающегося магнита, т.е. были допущены ошибки, соответствующие экспериментам Кеннарда и Барнетта в начале века.

В целом, анализ работ в исследуемой области показал, что отсутствуют детальные исследования ЭДС в дисках, вращающихся в электромагнитном поле, созданном постоянными магнитами.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Целью данной работы являлась разработка метода и устройства для исследования ЭДС (вихревых токов) во вращающихся дисках в электромагнитном поле постоянных магнитов.

В указанной цели новизна работы состоит в исследовании сигналов ЭДС и их спектров во вращающихся дисках из разных металлических сплавов в электромагнитном поле постоянных магнитов при быстром увеличении частоты вращения и затем при постепенном снижении частоты вращения от максимального до минимального значения с проведением кратковременных экспериментов без применения скользящих колец и токосъемников. Причем, результаты исследований сигналов ЭДС и их спектров в нескольких вращающихся дисках можно получить с использованием многоканального анализатора спектра сразу в одном эксперименте при одинаковых условиях вращения в электромагнитном поле, созданного постоянными магнитами. Это обеспечивает сравнение результатов исследований ЭДС дисков из разных металлических сплавов, вращающихся в электромагнитном поле постоянных магнитов. Анализ указанных исследований позволит получить более полную физическую информацию об ЭДС (вихревых токов) во вращающихся дисках и для совершенствования методов их нагрева в электромагнитном поле постоянных магнитов [1].

ЭДС от вихревых токов наводится при вращении диска в магнитном поле, создаваемом постоянным магнитом, в соответствии с законом электромагнитной индукции Фарадея. На небольшой

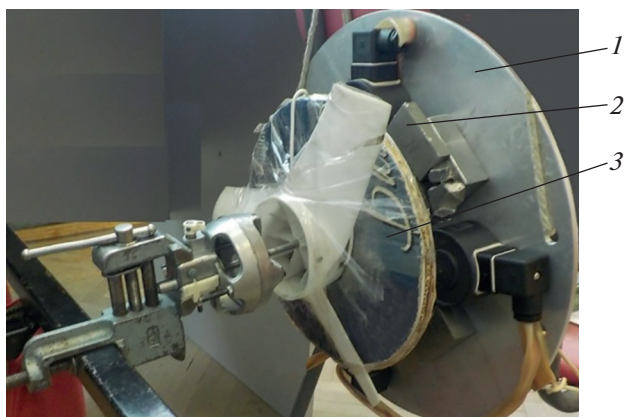


Рис. 1. Устройство для проведения исследований ЭДС во вращающихся дисках (ротора).

частоте вращения указанная ЭДС мала. При увеличении частоты вращения увеличивается скорость изменения (пульсации) магнитного потока в диске, и наведенная ЭДС от вихревых токов становится значимой в диапазоне больших частот вращения.

В данной работе для исследования указанной ЭДС было создано устройство (рис. 1), которое содержит вращающийся ротор (трехслойный диск) и алюминиевый крепежный диск с 8 сильными постоянными магнитами, которые ранее использовались при исследованиях на разгонном стенде [1], на котором использовался ртутный токосъемник, имеющий лучшие измерительные характеристики по точности по сравнению с известными контактными и бесконтактными токосъемниками. Сильные постоянные магниты с размерами  $60 \times 30 \times 20$  мм изготовлены из самарий-кобальтового сплава и имеют рабочую температуру до  $300^\circ\text{C}$ .

Вращающийся ротор диаметром 250 мм содержит диск из намотанного изолированного медного провода, тонкий диск

из нержавеющей стали толщиной 0.1 мм, тонкий диск из алюминиевого сплава толщиной 0.3 мм. К каждому диску были подключены по два соединительных провода (первый провод к ободной части, второй провод к внутреннему отверстию вблизи оси вращения). Между каждым диском были установлены тонкие изолирующие прокладки, исключающие электрические контакты. Собранный ротор из трех дисков на металлической оси был установлен с зазором 20 мм по отношению к внешней плоскости магнитов. Ось ротора (трехслойного диска) совпала с центром отверстия алюминиевого крепежного диска, на котором находились сильные постоянные магниты. Жгут из шести соединительных проводов от дисков был закреплен на металлической оси и проходил через отверстие крепежного алюминиевого диска с постоянными магнитами и далее подключался к многоканальному низкочастотному анализатору спектра МИС-200. Указанный жгут из тонких гибких соединительных проводов легко скручивался при вращении трехслойного ротора. Это позволило обеспечить проведение кратковременных экспериментов с вращением ротора и исследовать одновременно ЭДС в трех дисках с помощью анализатора спектра МИС-200 сразу в одном эксперименте при наводимых вихревых токах от сильных постоянных магнитов без применения специальных токосъемников. Устройство для проведения исследования ЭДС во вращающихся дисках по разработанному методу приведено на рис. 1.

Для проведения исследований ротор резко приводился во вращение, потом постепенно тормозился и в течении этого времени (нескольких секунд) регистрировалась ЭДС во вращающихся трех дисках в одном эксперименте с использованием многоканального анализатора спектра МИС-200.

Полученные зависимости ЭДС во времени в проведенном эксперименте показаны на рис. 2.

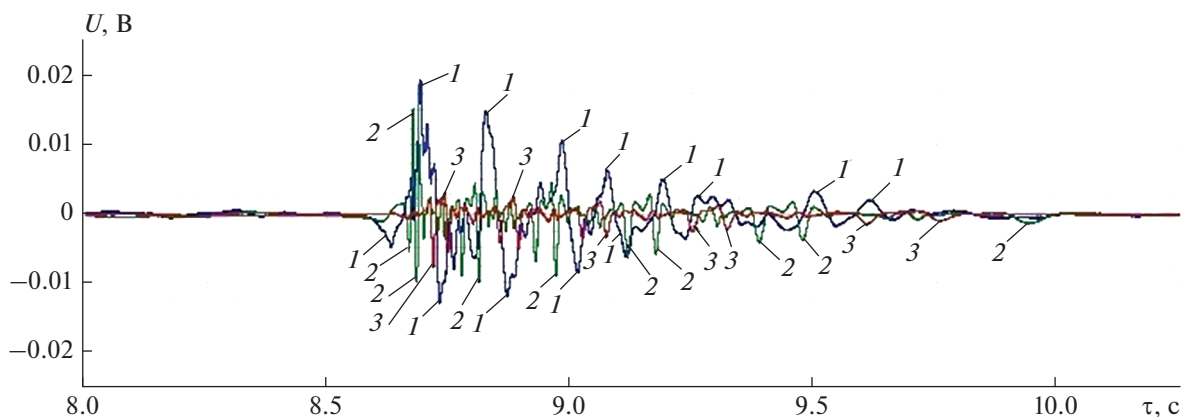
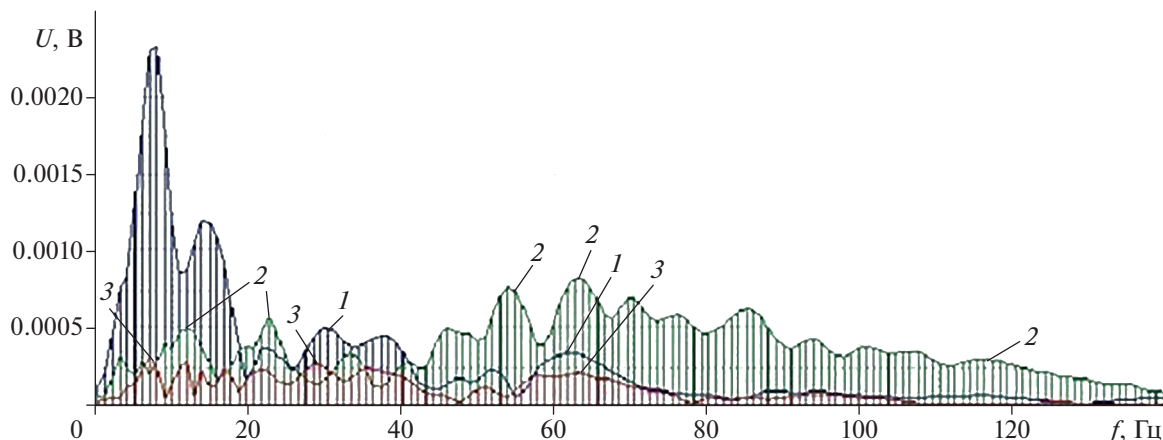


Рис. 2. Сигналы ЭДС при вращении: 1 – диск из медного провода, 2 – диска из алюминиевого сплава, 3 – диска из нержавеющей стали.



**Рис. 3.** Спектры сигналов ЭДС при вращении в эксперименте: 1 – спирального проводника из медного сплава, 2 – диска из алюминиевого сплава, 3 – диска из нержавеющей стали.

После обработки сигналов были получены их спектры в проведенных экспериментах. На рис. 3 представлены спектры сигналов в эксперименте.

Анализ сигналов рис. 3 показывает, что сигнал ЭДС в диске 1 из медного провода имеет более синусоидальную форму по сравнению с сигналами в сплошных дисках 2 (из нержавеющей стали) и 3 (из алюминиевого сплава), где преобладают высшие гармоники. Из анализа спектров на рис. 3 следует, что частоты первой гармоники в дисках 1, 2 и 3 соответственно равны 7, 12 и 7 Гц. Кроме того, из анализа рис. 3 на повышенных частотах вращения (в некотором диапазоне частот вращения) диск 1 (рис. 1) из медного провода можно использовать в качестве датчика частоты вращения. С использованием этого обстоятельства и анализа спектров (первых гармоник) было получено, что максимальная частота вращения в эксперименте составляла 420 об./мин.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработаны метод и устройство для исследования ЭДС во вращающихся дисках в электромагнитном поле постоянных магнитов. Указанные постоянные магниты были изготовлены из самарий-кобальтового сплава.

Приведены результаты исследований сигналов ЭДС и их спектров во вращающихся дисках из разных металлических сплавов в электромагнитном поле постоянных магнитов. В частности, указанные результаты исследований получены при быстром увеличении частоты вращения и затем при постепенном снижении частоты вращения от максимального до минимального значения с проведением кратковременных экспериментов без применения скользящих колец и токосъемников. Причем, данные результаты исследований сигналов ЭДС и их спектров в не-

скольких вращающихся дисках получены с использованием многоканального низкочастотного анализатора спектра сразу в одном эксперименте при одинаковых условиях вращения в электромагнитном поле, созданного постоянными магнитами. Это обеспечило сравнение результатов исследований ЭДС дисков из разных металлических сплавов, вращающихся в электромагнитном поле постоянных магнитов.

Анализ проведенных исследований позволил получить более полную физическую информацию об ЭДС (вихревых токов) во вращающихся дисках и для совершенствования методов их нагрева в электромагнитном поле постоянных магнитов.

Предложенный метод можно использовать для исследований ЭДС во вращающихся небольших дисках в электромагнитном поле постоянных магнитов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лепешкин А.Р., Кувалдин А.Б., Ильинская О.И. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 11. С. 1532; Lepeshkin A.R., Kuvaldin A.B., Ilyinskaya O.I. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 11. P. 1195.
2. Лепешкин А.Р., Ильинская О.И., Кувалдин А.Б., Лепешкин С.А. // Изв. РАН. Энергетика. 2020. № 2. С. 112.
3. Kuvaldin A.B., Lepeshkin S.A., Lepeshkin A.R. // Acta Technica CSAV. 2014. V. 59. No. 3. P. 279.
4. Weber T.A. // Amer. J. Phys. 1997. V. 65. No. 10. P. 946.
5. Kholmetskii A.L. // Amer. J. Phys. 2003. V. 71. P. 558.
6. Тимофеев В.Б., Тимофеева Т.Е. // Вест. СВФУ им. М.К. Аммосова. 2012. Т. 9. № 2. С. 24.
7. Родин А.О. // Электричество. 1994. № 7. С. 67.

## **Method for studying EMF in rotating disks in the electromagnetic field of permanent magnets**

**A. R. Lepeshkin<sup>a, b, \*</sup>, A. B. Kuvaldin<sup>a</sup>, Y. Y. Zakharov<sup>a</sup>, O. I. Ilyinskaya<sup>b</sup>,  
M. A. Fedin<sup>a</sup>, A. O. Kuleshov<sup>a</sup>**

<sup>a</sup> *National Research University "MPEI", Moscow, 111250 Russia*

<sup>b</sup> *Moscow Aviation Institute (National Research University), Moscow, 125993 Russia*

*\*e-mail: lepeskin.ar@gmail.com*

A method for studying EMF in rotating disks in the electromagnetic field of permanent magnets has been developed. The results of studies of EMF signals and their spectra in rotating disks made of various metal alloys in the electromagnetic field of permanent magnets are presented. The proposed method can be used to study the EMF in rotating small disks in the electromagnetic field of permanent magnets.



УДК 537.62:621.31

## ИССЛЕДОВАНИЕ СИНХРОННОГО РЕЖИМА ГИСТЕРЕЗИСНОГО ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ПРИ КОНУСНОЙ РЕАЛИЗАЦИИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

© 2022 г. С. Ю. Останин<sup>1</sup>, \*, А. Н. Соломин<sup>1</sup>, Н. С. Зубарев<sup>1</sup>, Цуй Шумэй<sup>2</sup>, Чжу Чунбо<sup>2</sup><sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Национальный исследовательский университет “МЭИ”, Москва, Россия<sup>2</sup>Харбинский политехнический университет, Харбин, Китай

\*E-mail: OstaninSY@mpei.ru

Поступила в редакцию 18.04.2022 г.

После доработки 13.05.2022 г.

Принята к публикации 23.05.2022 г.

Исследованы механизмы физических процессов в магнитных цепях гистерезисных электромеханических преобразователей энергии конусной конструкции, включая магнитные цепи их роторов. Изучены вопросы формирования методологии для электромагнитного расчета синхронного режима такого типа преобразователя энергии. Сформулированы предложения по применению полученных результатов при проектировании.

DOI: 10.31857/S0367676522090216

### ВВЕДЕНИЕ

Гистерезисные электромеханические преобразователи энергии [1–9] могут использоваться в асинхронном режиме при некотором скольжении ротора преобразователя относительно магнитного поля статора и в синхронном режиме. Это обусловлено единой физической природой электромагнитных процессов в гистерезисном электромеханическом преобразователе энергии в асинхронном и в синхронном режиме, в отличие от индукционных, магнитоэлектрических и реактивных электромеханических преобразователей энергии. Практическая важность работы определяется тем, что для реализации многих существующих и новых производственных и непроизводственных технологических процессов существует объективная необходимость обеспечения работы группы электромеханических преобразователей, например, электродвигателей, в режиме электрического синхронного вала [1–9].

Текущее и все предыдущие магнитные состояния ротора гистерезисного электромеханического преобразователя энергии, в том числе при его использовании в качестве гистерезисного электродвигателя в синхронном режиме, зависят от всех предшествующих его магнитных состояний. Первым из этих состояний является намагничивание ротора при пуске, когда напряжение электропитания подано на обмотку статора преобразователя, а ротор еще находится в неподвижном

состоянии. Синхронный режим работы гистерезисного электромеханического преобразователя энергии определяется всеми режимами, которые ему предшествуют, начиная с пускового режима.

Цель исследования в статье заключалась в исследовании синхронного режима гистерезисного электродвигателя при его конусной реализации, то есть при выполнении статора и ротора с конусными поверхностями магнитопроводов, обращенными к рабочему воздушному зазору, и соответственно с конусной формой рабочего воздушного зазора. Это имеет большое значение для создания научной базы для разработок энергоэффективных электроприводов, в том числе многодвигательных электроприводов, с гистерезисными электродвигателями указанного класса.

### МЕТОДОЛОГИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО РАСЧЕТА СИНХРОННОГО РЕЖИМА КОНУСНОГО ГИСТЕРЕЗИСНОГО ЭЛЕКТРОДВИГАТЕЛЯ

Для исследования было использовано математическое моделирование с проверкой качества моделирования дальнейшими экспериментальными исследованиями на натуральных макетных образцах. При математическом моделировании и исследовании реализован сеточный метод [3, 10, 11], предложенный авторами на основе адаптивной сетки в осевом направлении.

При конусной реализации гистерезисного электродвигателя форма его ротора образуется поверхностями двух соосных конусов и с торцов — двух соосных параллельных колец. Ротор может быть постоянной или переменной толщины. Переменная толщина может увеличиваться в направлении от большего основания конусного ротора к меньшему основанию или от меньшего основания к большему. В любых электродвигателях при конусной реализации магнитное поле в осевом (продольном) направлении заметно искажается.

В гистерезисном электродвигателе это искажение существенно больше, чем в электродвигателе любого другого типа, что обусловлено принципиально присутствующим нелинейным эффектом магнитного гистерезиса и вызываемым им перемагничиванием магнитно-твердого материала гистерезисного ротора по частным симметричным и несимметричным циклам. В связи с этим прямое решение полевой задачи для гистерезисного электродвигателя конусной реализации крайне трудоемко и целесообразнее исполь-

зовать сеточное моделирование электродвигателя конусного исполнения с помощью модели электродвигателя цилиндрической конструкции.

Предложенная методология электромагнитного расчета синхронного режима конусного гистерезисного электродвигателя содержит основные этапы:

1) Сеточное разбиение в математической модели гистерезисного электродвигателя конической конструкции на  $N$  эквивалентных гистерезисных электродвигателей малой длины, в которых искажением магнитного поля в осевом направлении можно пренебречь с сохранением требуемой точности.

2) Электромагнитные расчеты эквивалентных электродвигателей для дискретных возможных значений индукции магнитного поля в роторе, в результате чего определяются все электромагнитные параметры эквивалентных электродвигателей, основные из которых приведены в табл. 1 и в системе (1).

$$\left. \begin{aligned} \bar{I}_{s1\text{ син}} &= \bar{I}_{s1\text{ син}}(B_{r\text{ син}}), & \bar{F}_{s1\text{ син}} &= \bar{F}_{s1\text{ син}}(B_{r\text{ син}}), \\ \bar{E}_{\delta 1\text{ син}} &= \bar{E}_{\delta 1\text{ син}}(B_{r\text{ син}}), & \Phi_{s\delta FE1\text{ син}} &= \Phi_{s\delta FE1\text{ син}}(B_{r\text{ син}}); \\ \bar{I}_{s2\text{ син}} &= \bar{I}_{s2\text{ син}}(B_{r\text{ син}}), & \bar{F}_{s2\text{ син}} &= \bar{F}_{s2\text{ син}}(B_{r\text{ син}}), \\ \bar{E}_{\delta 2\text{ син}} &= \bar{E}_{\delta 2\text{ син}}(B_{r\text{ син}}), & \Phi_{s\delta FE2\text{ син}} &= \Phi_{s\delta FE2\text{ син}}(B_{r\text{ син}}); \\ & \cdot & & \\ \bar{I}_{sk\text{ син}} &= \bar{I}_{sk\text{ син}}(B_{r\text{ син}}), & \bar{F}_{sk\text{ син}} &= \bar{F}_{sk\text{ син}}(B_{r\text{ син}}), \\ \bar{E}_{\delta k\text{ син}} &= \bar{E}_{\delta k\text{ син}}(B_{r\text{ син}}), & \Phi_{s\delta FEk\text{ син}} &= \Phi_{s\delta FEk\text{ син}}(B_{r\text{ син}}); \\ & \cdot & & \\ \bar{I}_{sN\text{ син}} &= \bar{I}_{sN\text{ син}}(B_{r\text{ син}}), & \bar{F}_{sN\text{ син}} &= \bar{F}_{sN\text{ син}}(B_{r\text{ син}}), \\ \bar{E}_{\delta N\text{ син}} &= \bar{E}_{\delta N\text{ син}}(B_{r\text{ син}}), & \Phi_{s\delta FEN\text{ син}} &= \Phi_{s\delta FEN\text{ син}}(B_{r\text{ син}}). \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Таким образом, строятся дискретные функциональные зависимости этих электромагнитных параметров от индукции магнитного поля в роторе. На рис. 1 и 2 приведены такие зависимости для двух из основных электромагнитных параметров эквивалентных гистерезисных электродвигателей, используемых в математической модели конусного гистерезисного электродвигателя: токов в обмотках статоров и электродвижущих сил (ЭДС) намагничивающих контуров электродвигателей.

3) Преобразование зависимостей, полученных в п. 2, в зависимости (2) электромагнитных параметров (табл. 1) от тока в обмотке статора конусного гистерезисного электродвигателя  $\bar{I}_{s\text{ син}}$  для всего диапазона изменения тока.

$$\left. \begin{aligned} B_{r1\text{ син}} &= B_{r1\text{ син}}(\bar{I}_{s\text{ син}}), & \bar{F}_{r1\text{ син}} &= \bar{F}_{r1\text{ син}}(\bar{I}_{s\text{ син}}), \\ \Phi_{s\delta FE1\text{ син}} &= \Phi_{s\delta FE1\text{ син}}(\bar{I}_{s\text{ син}}); \\ B_{r2\text{ син}} &= B_{r2\text{ син}}(\bar{I}_{s\text{ син}}), & \bar{F}_{r2\text{ син}} &= \bar{F}_{r2\text{ син}}(\bar{I}_{s\text{ син}}), \\ \Phi_{s\delta FE2\text{ син}} &= \Phi_{s\delta FE2\text{ син}}(\bar{I}_{s\text{ син}}); \\ & \cdot & & \\ B_{rk\text{ син}} &= B_{rk\text{ син}}(\bar{I}_{s\text{ син}}), & \bar{F}_{rk\text{ син}} &= \bar{F}_{rk\text{ син}}(\bar{I}_{s\text{ син}}), \\ \Phi_{s\delta FEk\text{ син}} &= \Phi_{s\delta FEk\text{ син}}(\bar{I}_{s\text{ син}}); \\ B_{rN\text{ син}} &= B_{rN\text{ син}}(\bar{I}_{s\text{ син}}), & \bar{F}_{rN\text{ син}} &= \bar{F}_{rN\text{ син}}(\bar{I}_{s\text{ син}}), \\ \Phi_{s\delta FEN\text{ син}} &= \Phi_{s\delta FEN\text{ син}}(\bar{I}_{s\text{ син}}). \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

4) Аппроксимация дискретных зависимостей (2) электромагнитных параметров (табл. 1) от тока в обмотке статора конусного гистерезисного электродвигателя  $\bar{I}_{s\text{ син}}$  непрерывными функциями с

Таблица 1. Основные электромагнитные параметры эквивалентных электродвигателей

№	Наименования параметров	Обозначения параметров	Единица измерения	Модель или режим работы
1	Количество эквивалентных гистерезисных электродвигателей малой длины в математической модели гистерезисного электродвигателя конической конструкции	$N$	–	Математическая модель
2	Порядковый номер эквивалентного гистерезисного электродвигателя малой длины в математической модели	$k = 1, 2, \dots, N$	–	Математическая модель
3	Результирующий вектор тока в обмотке статора $k$ -го эквивалентного составного гистерезисного электродвигателя энергии	$\vec{I}_{sk \text{ син}}$	А	Синхронный режим
4	Модуль вектора индукции магнитного поля в активной части ротора гистерезисного электродвигателя конической конструкции	$B_{r \text{ син}}$	Тл	Синхронный режим
5	Результирующий вектор магнитодвижущей силы (МДС) обмотки статора $k$ -го эквивалентного составного гистерезисного электродвигателя	$\vec{F}_{sk \text{ син}}$	А	Синхронный режим
6	Результирующий вектор электродвижущей силы (ЭДС) намагничивающего контура обмотки статора $k$ -го эквивалентного составного гистерезисного электродвигателя	$\vec{E}_{\delta k \text{ син}}$	В	Синхронный режим
7	Электрический угол между ЭДС намагничивающего контура обмотки статора $k$ -го эквивалентного составного гистерезисного электродвигателя и вектором результирующей МДС (тока) в обмотке статора электродвигателя конической конструкции	$\varphi_{s\delta FEk \text{ син}}$	рад	Синхронный режим
8	Модуль вектора индукции магнитного поля в активной части ротора $k$ -го эквивалентного составного гистерезисного электродвигателя	$B_{rk \text{ син}}$	В	Синхронный режим
9	Результирующий вектор тока в обмотке статора гистерезисного электродвигателя конической конструкции	$\vec{I}_{s \text{ син}}$	А	Синхронный режим

помощью степенных рядов, реализующих наилучшее среднеквадратичное приближение методом наименьших квадратов [12], разработанных авторами и имеющих вид:

$$P(I_{s \text{ син}}) = a_0 + a_1 I_{s \text{ син}} + a_2 I_{s \text{ син}}^2 + a_3 I_{s \text{ син}}^3 \quad (3)$$

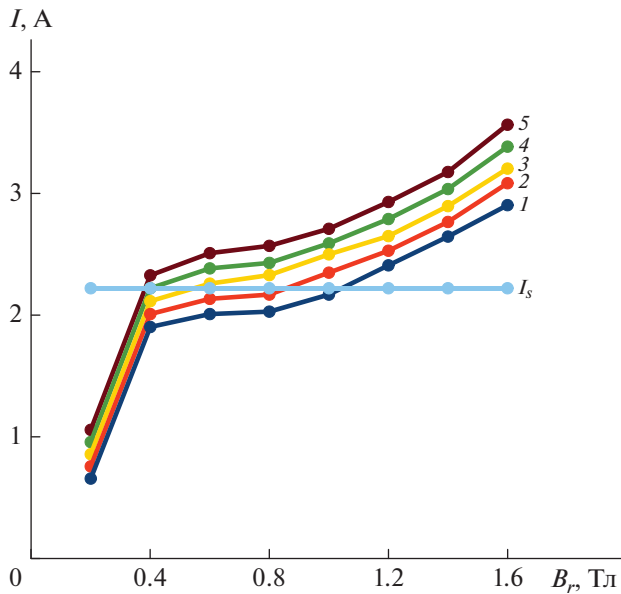
Здесь  $a_0, a_1, a_2, a_3$  – коэффициенты многочлена, зависящие только от мультииндекса (0, 1, 2, 3);  $I_{s \text{ син}}$  – амплитуда вектора тока в обмотке статора гистерезисного электродвигателя конусной реализации.

Непрерывные функции вида (3) позволяют найти любые значения электромагнитных параметров эквивалентных гистерезисных электродвигателей, соответствующие току в обмотке статора гистерезисного электродвигателя  $\vec{I}_{s \text{ син}}$  при конусной реализации электродвигателя.

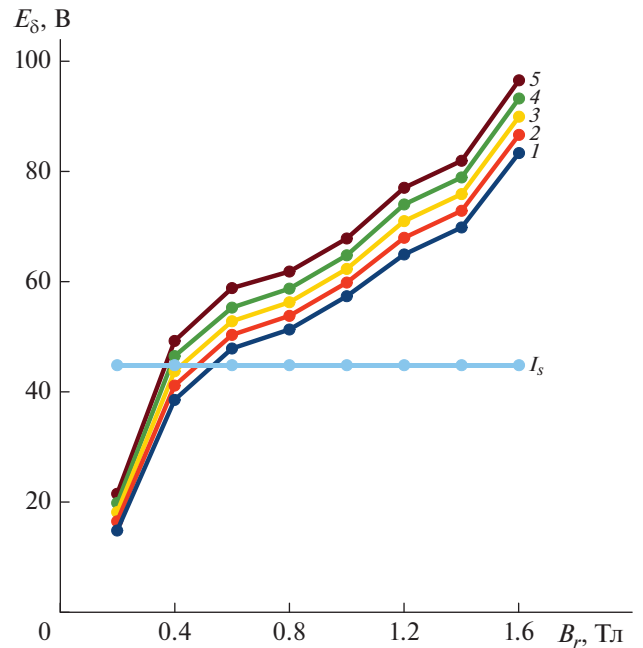
5) Итерационное численное решение нелинейного уравнения:

$$\left| U_{s3 \text{ син}} - U_{s \text{ син}}(I_{s \text{ син}}) \right| \leq \Delta U. \quad (4)$$

Здесь  $U_{s3 \text{ син}}$  – амплитуда вектора заданного напряжения электропитания конусного гистерезисного электродвигателя в синхронном режиме;  $U_{s \text{ син}}(I_{s \text{ син}})$  – текущее значение нелинейной функции, определяющей зависимость напряжения электропитания конусного гистерезисного электродвигателя от тока в обмотке его статора;  $\Delta U$  – некоторая заранее заданная малая величина электрического напряжения, характеризующая точность решения указанного нелинейного уравнения численными методами, требуемую для электромагнитного расчета.



**Рис. 1.** Дискретные функциональные зависимости токов в обмотках статоров базовых составных гистерезисных электромеханических преобразователей энергии, условно обозначенных цифрами от 1 до 5, от уровня индукции магнитного поля в гистерезисных слоях роторов составных преобразователей в синхронном режиме.



**Рис. 2.** Дискретные функциональные зависимости ЭДС намагничивающих контуров базовых составных гистерезисных электромеханических преобразователей энергии, условно обозначенных цифрами от 1 до 5, от уровня индукции магнитного поля в гистерезисных слоях роторов составных преобразователей в синхронном режиме.

В случае если неравенство (4) не выполняется, то соответственно вычисляется новое значение  $U_{s \text{ син}}(I_{s \text{ син}})$  для нового значения тока.

В случае если модуль расхождения значений  $U_{s \text{ син}}(I_{s \text{ син}})$  и  $U_{s3 \text{ син}}$  меньше, чем  $\Delta U$ , ток в обмотке статора тока конусного гистерезисного электродвигателя с необходимой точностью соответствует напряжению электропитания, подаваемому на обмотку статора конусного гистерезисного электродвигателя в составе электропривода. Таким образом, вычисляется значение тока, и осуществляется переход к п. 6.

6) Расчет с помощью непрерывных функций вида (3) электромагнитных параметров и электромеханических показателей всех сформированных в математической модели эквивалентных гистерезисных электродвигателей.

7) Расчет по найденным в п. 6 параметрам и показателям эквивалентных электродвигателей электромагнитных параметров и электромеханических показателей конусного гистерезисного электродвигателя.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В гистерезисном электродвигателе при конусной реализации искажение магнитного поля в осевом (продольном) направлении существенно

больше, чем в электродвигателе любого другого типа, что обусловлено принципиально присутствующим нелинейным эффектом магнитного гистерезиса и вызываемым им перемагничиванием магнитно-твердого материала гистерезисного ротора по частным симметричным и несимметричным циклам.

Текущее и все предыдущие магнитные состояния ротора гистерезисного электромеханического преобразователя энергии, в том числе при его использовании в качестве гистерезисного электродвигателя в синхронном режиме, зависят от всех предшествующих магнитных состояний, начиная с первичного намагничивания ротора при пуске электродвигателя. Соответственно синхронный режим работы гистерезисного электродвигателя определяется всеми предыдущими режимами, начиная с пускового режима.

Прямое решение полевой задачи для гистерезисного электродвигателя конусной реализации крайне трудоемко и целесообразнее использовать сеточное математическое моделирование электродвигателя. Оптимальным является моделирование на основе адаптивной сетки в осевом направлении со сгущением сетки. Разработанная методология и алгоритм обеспечивает проектирование энергоэффективных электродвигателей конусной реализации.

Исследования, рассматриваемые в статье, выполнены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 20-08-01045-а, № 20-08-01106-а).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Делекторский Б.А., Тарасов В.Н. Управляемый гистерезисный привод. М.: Энергоатомиздат, 1983. 128 с.
2. Кавалерова Л.А., Миляев И.М., Михеев Н.И. // Приборы и сист. упр. 1976. № 6. С. 48.
3. Тарасов В.Н., Останин С.Ю. // Сб. докл. IX Межд. Выст.-конгресс. "Выс. Технол. Иннов. Инвест." (Санкт-Петербург, 2004). С. 127.
4. Gao X., Sun B. // Proc. IEEE 8th Annual Int. Conf. CYBER (Harbin, 2018). P. 1563.
5. Kim H.S., Hong S., Han J.H. et al. // Proc. 21st Int. Conf. ICEMS (Harbin, 2018). P. 560.
6. Padilha J.B., Kuo-Peng P., Sadowski N. et al. // IEEE Trans. Magn. 2017. V. 53. No. 6. Art. No. 7402004.
7. Nasiri-Zarandi R., Mirsalim M., Tenconi // IEEE Trans. Ind. Electron. 2016. V. 63. No. 3. P. 1684.
8. Останин С.Ю., Миляев И.М., Рудник П.С. и др. // Сб. тр. XXVII Межд. конф. "Электромагн. поле и материалы (Фунд. физ. иссл.)" (Москва, 2019). С. 463.
9. Шнайдер А.Г., Пчелин И.К. Динамика мотор-подшипников. М.: Наука, 2007. 276 с.
10. Крон Г. Тензорный анализ сетей. М.: Советское радио, 1978. 720 с.
11. Никаноров В.Б., Останин С.Ю., Шмелева Г.А. // Электротехника. 2002. № 9. С. 5.
12. Бахвалов Н.С., Жидков Н.П., Кобельков Г.М. Численные методы. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2008. 636 с.

### Study of the synchronous mode of the hysteretic electromechanical converter under a cone implementation of the converter

S. Y. Ostanin<sup>a, \*</sup>, A. N. Solomin<sup>a</sup>, N. S. Zubarev<sup>a</sup>, Cui Shumei<sup>b</sup>, Zhu Chunbo<sup>b</sup>

<sup>a</sup> National Research University "MPEI", Moscow, 111250 Russia

<sup>b</sup> Harbin Institute of Technology, Harbin, 150001 China

\*e-mail: OstaninSY@mpei.ru

We studied the mechanisms of physical processes in the magnetic circuits of hysteresis electromechanical energy converters of a conical structure, including the magnetic circuits of their rotors. The issues of forming a methodology for the electromagnetic calculation of the synchronous mode of this type of energy converter are being developed. Proposals are being worked out on the application of the results obtained in the design.

УДК 621.396.67

## ЭФФЕКТИВНАЯ ДОБРОТНОСТЬ МИНИАТЮРНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ В ЭКРАНИРОВАННЫХ ЛИНИЯХ ПЕРЕДАЧИ

© 2022 г. В. М. Геворкян<sup>1</sup>, С. В. Вишняков<sup>1</sup>, Ю. А. Казанцев<sup>1</sup>, А. В. Шутов<sup>1</sup>, \*

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Национальный исследовательский университет “МЭИ”, Москва, Россия

\*E-mail: ShutovAV@mpei.ru

Поступила в редакцию 18.04.2022 г.

После доработки 13.05.2022 г.

Принята к публикации 23.05.2022 г.

Электромагнитное поле диэлектрического резонатора рассматривается как сумма внутреннего поля, определяющего собственную добротность и внешнего поля, определяющего внешнюю добротность. Внешняя добротность, в свою очередь, зависит от потерь в стенках линии. Показано, что для значений собственной и внешней много больших единицы, эффективная собственная добротность может быть как больше, так и меньше собственной добротности, что подтверждено численным экспериментом.

DOI: 10.31857/S0367676522090083

### ВВЕДЕНИЕ

Открытые диэлектрические резонаторы (ДР), изготовленные из современных керамических материалов, сочетающих высокую относительную диэлектрическую проницаемость ( $\epsilon_r \approx 30\text{--}40$ ), малые потери ( $\text{tg } \delta \approx 10^{-4}\text{--}5 \cdot 10^{-5}$ ) и температурную стабильность параметров в широком диапазоне частот [1, 2] в последнее время представляют значительный интерес при создании различных активных и пассивных СВЧ устройств [3–7].

Основной характеристикой ДР является его добротность: отношение запасенной энергии к суммарным потерям (тепловым и радиационным). Обычно для снижения радиационных потерь ДР экранируют, что увеличивает вносимые тепловые потери. При этом возникает понятие эффективная добротность ДР  $Q_{\text{эф}}$ , которая зависит не только от тепловых потерь внутри ДР, но и от потерь в металлических стенках экранов, что затрудняет возможность ее априорной оценки. Задача прогнозирования добротности ДР в устройствах СВЧ осложняется недостаточной точностью определения  $\text{tg } \delta$  керамических материалов с высоким значением  $\epsilon_r$  в диапазоне СВЧ. Например, в ГОСТ Р 8.623–2015 погрешность измерения  $\text{tg } \delta$  составляет  $\left(10 + \frac{3 \cdot 10^{-3}}{\text{tg } \delta}\right)\%$ , т.е. при указанных выше  $\text{tg } \delta = 10^{-4}\text{--}5 \cdot 10^{-5}$ , величина собственной добротности ДР ( $Q_0 = (\text{tg } \delta)^{-1}$ ) определя-

ется с погрешностью 40–70%, что усложняет численный анализ характеристик СВЧ устройств с применением ДР.

В работе проведен анализ свойств ДР на базе частотных характеристик линий передачи с ДР и рассмотрен алгоритм определения добротностей ДР, расположенных в экранированной линии передачи (волноводе) с неидеальными стенками. Анализ линии передачи с ДР, проведен традиционным методом на основе матриц рассеяния, допускающим как приближенные аналитические, так и численные подходы [8–11]. Особенностью развиваемого алгоритма расчета является учет влияния на добротность ДР помимо тепловых потерь в материале и в стенках линии передачи с конечной проводимостью, также запасенной энергии во внешних полях ДР.

### ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАТОР В СОГЛАСОВАННОМ ВОЛНОВОДЕ

В соответствии с [9] рассмотрим регулярную линию передачи (полый металлический волновод) с ДР и одним основным видом волны (рис. 1).

На рис. 1 поверхность  $S$  ограничивает объем  $V$  линии с ДР. Плоскости  $z = z_1$  и  $z = z_2$  выбираются на таком расстоянии от ДР ( $z = z_0$ ), где можно пренебречь высшими нераспространяющимися видами волн, излучаемыми вторичными токами поляризации ДР. Тогда в плоскостях  $z = z_1$  и  $z = z_2$

будет только падающая  $(\vec{E}^0, \vec{H}^0)$ , отраженная  $(\vec{E}^-, \vec{H}^-)$  и прошедшая  $(\vec{E}^+, \vec{H}^+)$  волны.

В этой модели резонансным является весь рассматриваемый объем  $V$  линии с ДР. Запасенная энергия в объеме  $V$  определяется энергией внутри и вне ДР. Энергия вне ДР определяется в основном высшими нераспространяющимися видами волн. Мощность потерь в объеме  $V$  определяется потерями в диэлектрике ( $\text{tg}\delta$ ) и металлических стенках линии, т.е. проводимостью металла ( $\sigma_m$ ).

В случае высокой добротности миниатюрных ДР ( $\text{tg}\delta \ll 1, \epsilon_r \gg 1$ ), пренебрегая “нерезонансным” возмущением ДР линии передачи, коэффициент отражения вблизи резонансной частоты ДР ( $\omega \approx \omega_p$ ) для основного вида волны в плоскости  $z = z_0$  согласно [9]:

$$\underline{S}_{11}(j\omega) = \frac{E^-}{E^0} = \frac{\beta}{1 + \beta} \underline{\kappa}(j\omega) e^{-j\Psi}, \quad (1)$$

где  $\Psi$  – фазовый коэффициент, определяемый ориентацией и положением ДР;  $\beta = P_{\text{и}}/P_{\text{т}}$  – коэффициент связи линии передачи с ДР по основному виду волны;  $P_{\text{и}}$  – излучаемая мощность из объема  $V$  на резонансной частоте  $\omega_p$ ;  $P_{\text{т}}$  – мощность тепловых потерь в ДР и в металлических стенках линии передачи на резонансной частоте  $\omega_p$ .

Частотный коэффициент  $\underline{\kappa}(j\omega)$  в (1) при  $\omega \approx \omega_p$  записывается в виде

$$\underline{\kappa}(j\omega) = \left[ 1 + j \frac{Q_{\text{эф}}}{1 + \beta} \left( \frac{\omega^2 - \omega_p^2}{\omega_p^2} \right) \right]^{-1}, \quad (2)$$

где  $Q_{\text{эф}} = \omega_p W_3 / P_{\text{т}}$  – эффективная добротность ДР (добротность объема  $V$  с ДР),  $W_3$  – запасенная энергия электромагнитного поля в объеме  $V$ .

Эффективная добротность  $Q_{\text{эф}}$  в соответствии с (1) и (2) может быть определена по частотной характеристике  $S_{11}(\omega) = |\underline{S}_{11}(j\omega)|$  как  $Q_{\text{эф}} = \omega_p(1 + \beta) / \Delta\omega$ , где  $\Delta\omega$  – ширина резонансной кривой  $S_{11}(\omega)$  по уровню половинной мощности;  $\beta$  определяется из (1) при  $\omega = \omega_p$ .

Проанализируем выражение для  $Q_{\text{эф}}$  с точки зрения разделения электромагнитного поля ДР на внешнее и внутреннее. Разобьем весь объем  $V$  на внутренний объем ДР  $V_{\text{вн}}$  и объем снаружи  $V_{\text{нар}}$ , тогда

$$\begin{aligned} Q_{\text{эф}} &= \frac{\omega_p W_3}{P_{\text{т}}} = \frac{\omega_p (W_{3,\text{вн}} + W_{3,\text{нар}})}{P_{\text{т,вн}} + P_{\text{т,нар}}} \\ &= \frac{\omega_p W_{3,\text{вн}}}{P_{\text{т,вн}}} \frac{1 + \frac{W_{3,\text{нар}}}{W_{3,\text{вн}}}}{1 + \frac{P_{\text{т,нар}}}{P_{\text{т,вн}}}} = Q_0 \left( \frac{1 + K_W}{1 + \frac{Q_0}{Q_e} K_W} \right), \end{aligned} \quad (3)$$

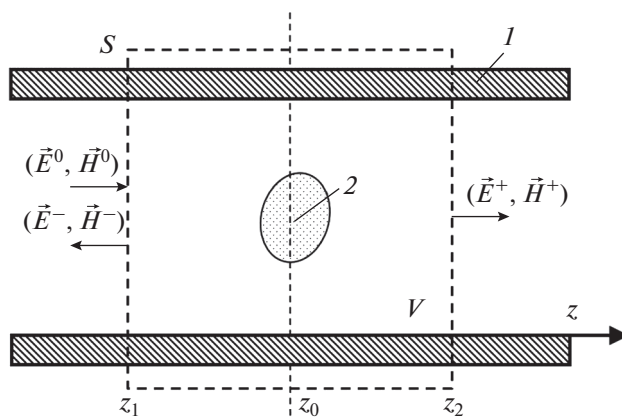


Рис. 1. Модель регулярной линии передачи с ДР. 1 – волновод; 2 – диэлектрический резонатор.

где  $W_{3,\text{вн}}$  и  $P_{\text{т,вн}}$  – запасенная энергия и мощность тепловых потерь в ДР;  $W_{3,\text{нар}}$  и  $P_{\text{т,нар}}$  – запасенная энергия снаружи ДР и мощность потерь в стенках линии;  $Q_0 = \omega_p W_{3,\text{вн}} / P_{\text{т,вн}} = 1/\text{tg}\delta$  – собственная (внутренняя) добротность ДР;  $Q_e = \omega_p W_{3,\text{нар}} / P_{\text{т,нар}}$  – внешняя добротность ДР;  $K_W = W_{3,\text{нар}} / W_{3,\text{вн}}$ .

При высокой добротности ДР ( $Q_0 \gg 1$ ) и малых потерях в стенках линии передачи ( $Q_e \gg 1$ ) структура полей в объеме  $V$  вблизи резонансной частоты ( $\omega \approx \omega_p$ ) не зависит от  $Q_0$ , отсюда  $K_W$  и  $Q_e$  также не зависят от  $Q_0$ . Зависимость  $Q_{\text{эф}}$  от  $Q_0$  согласно (3) имеет вид, показанный на рис. 2. Согласно рис. 2 в случае  $Q_0 > Q_e$  получим  $Q_{\text{эф}} < Q_0$ , при  $Q_0 < Q_e$  получим  $Q_{\text{эф}} > Q_0$  и в особом случае  $Q_0 = Q_e = Q_{\text{эф}}$ .

Измерение добротности ДР в согласованном волноводе связано со сложностью учета “нерезонансного” возмущения [8, 12]. Нерезонансное возмущение приводит к отличию реальных частотных характеристик измерительного тракта с ДР от классических резонансных кривых. Малое возмущение может быть приближенно учтено, но это требует дополнительной математической обработки результатов измерений.

Нерезонансное возмущение можно существенно уменьшить, располагая ДР в короткозамкнутом волноводе, например, в минимуме электрического поля стоячей волны.

### ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАТОР В КОРТКОЗАМКНУТОМ ВОЛНОВОДЕ

Поместим ДР в короткозамкнутый волновод. Расстояние от ДР до короткозамкнутой стенки выберем кратным половине длины волны в волноводе, тем самым ДР будет находиться в узле электрического поля, что минимизирует нерезонансное возмущение ДР волновода.

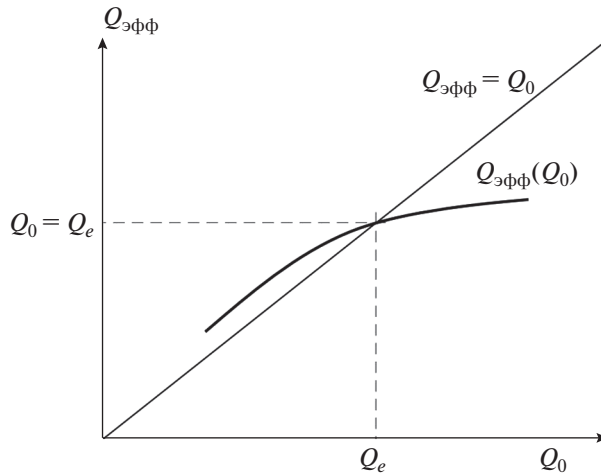


Рис. 2. Зависимость  $Q_{эфф}(Q_0)$  при условии  $Q_0 \gg 1$  и  $Q_e \gg 1$ .

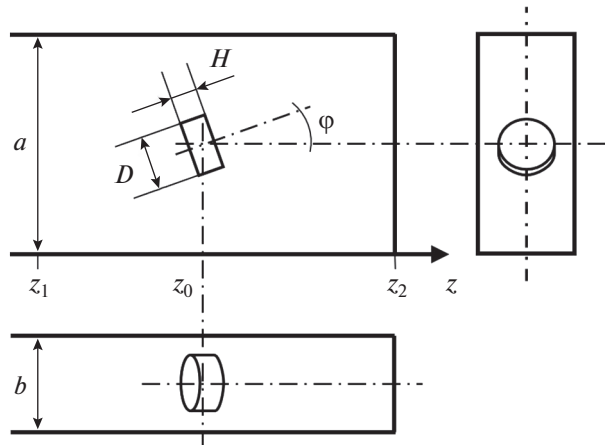


Рис. 3. ДР в короткозамкнутом волноводе. Расчетная модель.

Резонансный объем  $V$  в этом случае включает в себя весь отрезок волновода от короткозамкнутой стенки ( $z = z_2$ ) до некоторого сечения ( $z = z_1$ ), где можно пренебречь нераспространяющимися видами волн волновода, возбуждаемыми токами поляризации ДР.

Коэффициент отражения по основному виду волны [8]:

$$\underline{S}_{11}(j\omega) = \left[ 1 - \frac{2\beta}{1 + \beta} \kappa(j\omega) \right] e^{-j\psi}, \quad (4)$$

где  $\beta$  определено по (1),  $\kappa(j\omega)$  по (2). Выводы (3) для  $Q_{эфф}$  верны и в этом случае.

При  $\omega = \omega_p$

$$S_{11p} = \frac{|1 - \beta|}{|1 + \beta|}, \quad (5)$$

$$\beta = \frac{1 - S_{11p}}{1 + S_{11p}} \text{ при } \beta < 1; \beta = \frac{1 + S_{11p}}{1 - S_{11p}}, \text{ при } \beta > 1; \beta = 1, \text{ при } S_{11p} = 0.$$

Коэффициент отражения по уровню половинной мощности из (4)

$$S_{11}^{(0.5)} = \sqrt{\frac{1 - S_{11p}^2}{2}} = \frac{\sqrt{1 + \beta^2}}{1 + \beta}. \quad (6)$$

Эффективная добротность  $Q_{эфф}$  определяется формулой

$$Q_{эфф} = \frac{\omega_p}{\Delta\omega} (1 + \beta). \quad (7)$$

Численный эксперимент проводился в среде СВЧ моделирования CST Studio Suite (Student Edition). Дисковый ДР с  $H_{01\delta}$  видом колебания располагался в прямоугольном короткозамкнутом волноводе, как показано на рис. 3.



**Таблица 1.** Результаты численного моделирования при  $(z_2 - z_0) = \lambda_b/2$ 

$Q_0$	5000	7500	10000	12500	15000	17500	20000	$Q_e$	$K_W$
$Q_{эфф}$ модель	5614	8106	10415	12563	14564	16434	18185	12857	0.219
$Q_{эфф}$ по (3)	5616	8109	10419	12563	14564	16434	18185		

**Таблица 2.** Результаты численного моделирования при  $(z_2 - z_0) = \lambda_b$ 

$Q_0$	5000	7500	10000	12500	15000	17500	20000	$Q_e$	$K_W$
$Q_{эфф}$ модель	5703	8173	10430	12500	14404	16164	17795	12500	0.260
$Q_{эфф}$ по (3)	5706	8175	10431	12500	14406	16166	17797		

Сечение волновода  $a \times b = 28.5 \times 12.6$  мм, материал стенок – медь ( $\sigma_m = 6 \cdot 10^7$  См  $\cdot$  м<sup>-1</sup>). Параметры дискового ДР: диаметр  $D = 4.9$  мм, высота  $H = 2.4$  мм, относительная диэлектрическая проницаемость материала  $\epsilon_r = 40$ , резонансная частота  $f_0 = 10$  ГГц. Угол поворота ДР  $\varphi = 7^\circ$ .

Результаты численного эксперимента при изменении  $Q_0$  для двух различных расстояний  $\lambda_b/2$  и  $\lambda_b$  от ДР ( $z = z_0$ ) до короткозамкнутой стенки ( $z = z_2$ ) приведены в табл. 1 и 2.

Численное моделирование задачи подтверждает возможность разбиения поля ДР на внешнее и внутреннее, а также достоверность формулы (3) для  $Q_{эфф}$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Открытые ДР формируют колебательные системы современных СВЧ устройств. Основной характеристикой ДР является добротность. Она зависит не только от тангенса угла диэлектрических потерь, но и от вносимых потерь в окружающих конструкциях и энергии, запасенной во внешних полях объемов с ДР. Причем, на практике разработчиков СВЧ устройств чаще всего интересуют свойства ДР в экранированных объемах и линиях, ограничивающих потери на излучение. Поэтому представленный в работе анализ влияния на добротность ДР экранов, проведенный на примере волноводных линий, представляет практический интерес.

Результаты численного эксперимента указывают на высокую достоверность рассмотренного алгоритма расчета добротности ДР.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рыбкин В.Н., Фомина Г.В., Коломин В.М. // Электрон. и микроэлектрон. СВЧ. 2017. Т. 1. С. 17.
2. Ненашева Е.А. // Электрон. пром. 2014. № 2. С. 84.
3. Геворкян В.М., Кочемасов В.Н. // Электроника: наука, технол., бизнес. Ч. 1. 2016. № 4. С. 62.
4. Геворкян В.М., Кочемасов В.Н. // Электроника: наука, технол., бизнес. Ч. 2. 2016. № 5. С. 76.
5. Геворкян В., Кочемасов В., Шадский В. // Электроника: наука, технол., бизнес. Ч. 1. 2020. № 2. С. 114.
6. Геворкян В., Кочемасов В., Шадский В. // Электроника: наука, технол., бизнес. Ч. 2. 2020. № 4. С. 102.
7. Геворкян В., Кочемасов В., Шадский В. // Электроника: наука, технол., бизнес. Ч. 3. 2020. № 5. С. 112.
8. Алексейчик Л.В., Геворкян В.М., Казанцев Ю.А. и др. // Радиотехн. и электрон. 1977. Т. 22. № 3. С. 512.
9. Алексейчик Л.В., Геворкян В.М., Казанцев Ю.А. и др. // Электрон. техн. СВЧ техн. 1979. № 8. С. 15.
10. Ильченко М.Е., Взятыхшев В.Ф., Гассанов Л.Г. и др. Диэлектрические резонаторы. М.: Радио и связь, 1989. 327 с.
11. Вишняков С., Геворкян В., Казанцев Ю. // Электроника: наука, технол., бизнес. 2009. № 2. С. 52.
12. Егоров В.Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 2010. Т. 53. № 8. С. 493.

## Effective Q-factor of miniature dielectric resonators in shielded transmission lines

V. M. Gevorkyan<sup>a</sup>, S. V. Vishnyakov<sup>a</sup>, Yu. A. Kazantsev<sup>a</sup>, A. V. Shutov<sup>a, \*</sup>

<sup>a</sup> National Research University "MPEI", Moscow, 111250 Russia

\*e-mail: ShutovAV@mpei.ru

The electromagnetic field of a dielectric resonator is considered as the sum of the internal field, which determines its own quality factor, and the external field, which determines the external quality factor. The external quality factor, in turn, depends on the losses in the line walls. It is shown that for own quality factor and external quality factor which are much more than 1 the effective intrinsic quality factor can be either greater or less than own quality factor, which is confirmed by a numerical experiment.

УДК 621.396.67

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ СО ВЗАИМНОЙ СВЯЗЬЮ ПО РАСПРОСТРАНЯЮЩЕЙСЯ ВОЛНЕ В ВОЛНОВОДЕ

© 2022 г. Л. В. Алексейчик\*

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Национальный исследовательский университет “МЭИ”, Москва, Россия

\*E-mail: alexseychiklv@mpei.ru

Поступила в редакцию 18.04.2022 г.

После доработки 13.05.2022 г.

Принята к публикации 23.05.2022 г.

Выполнено моделирование частотных характеристик диэлектрических резонаторов, установленных в металлических прямоугольных волноводах X-диапазона длин волн с распространяющейся основной волной волновода  $H_{01}$ . Цилиндрические (дисковые) диэлектрические резонаторы изготовлены из высокодобротных керамических материалов с высокими значениями диэлектрической проницаемости.

DOI: 10.31857/S0367676522090058

### ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени разработки микроволновых фильтров на диэлектрических резонаторах (ДР) широко используются в средствах мобильной и космической связи. При этом основное внимание уделялось проектированию и разработкам полосно-пропускающих фильтров (ППФ), мультиплексеров и других устройств, а проектирование полосно-заграждающих (режекторных) фильтров (ПЗФ) не имело столь широкого распространения [1–3], в частности волноводные конструкции ПЗФ, обладающие уникальными значениями собственной добротности ДР, были весьма громоздки. Поэтому цель работы была связана с оценкой нежелательных эффектов работы ПЗФ и мер по их устранению. Рассмотрены случаи взаимной связи диэлектрических резонаторов при четверть-волновой связи ДР, возбужденных на рабочем низшем типе колебания  $H_{01\delta}$ . Показано, что при одно четверть-волновой связи ДР имеет место превышение уровня “критической” связи резонаторов, что приводит к нежелательному расщеплению резонансных кривых, а дополнительное влияние на несимметричность частотных характеристик системы двух ДР оказывает нерезонансное возмущение, вносимое диэлектрическими образцами ДР в волновод. Рассмотрены меры по уменьшению влияния эффекта “пересвязи” диэлектрических резонаторов в линиях передачи СВЧ. Выявлены особенности применения ДР в различных конструкциях ре-

жекторных микроволновых фильтров, включая коаксиальные и микрополосковые конструкции. Моделирование проведено с помощью программы CST MS.

При проектировании режекторных (заграждающих) СВЧ-фильтров на диэлектрических резонаторах, установленных в металлических волноводах (в том числе в экранированных микрополосковых линиях) требуется обеспечение “критической” связи между резонаторами, что достигается установкой резонаторов в линии передачи на расстоянии, кратные нечетному числу  $\lambda_v/4$ , где  $\lambda_v$  – длина волны в линии передачи [1].

Однако для случая применения ДР в конструкциях таких фильтров имеются особенности, обусловленные формированием локального (местного) электромагнитного поля как резонансного, так и нерезонансного (квазистатического) возбуждения, зависящего от формы и ориентации образцов ДР в линиях передачи. Численное моделирование случая четвертьволновой связи двух ДР, установленных в прямоугольном металлическом волноводе, позволило получить достаточно точные частотные характеристики элементов матрицы рассеяния, учитывающие отмеченные особенности четвертьволновой связи.

### РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

В данной работе проведено моделирование прямоугольного металлического волновода X-диапа-

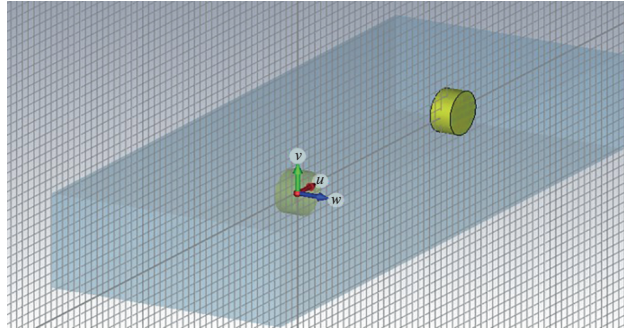


Рис. 1. Вид волновода с двумя ДР при  $3\lambda_B/4$ -связи между ДР.

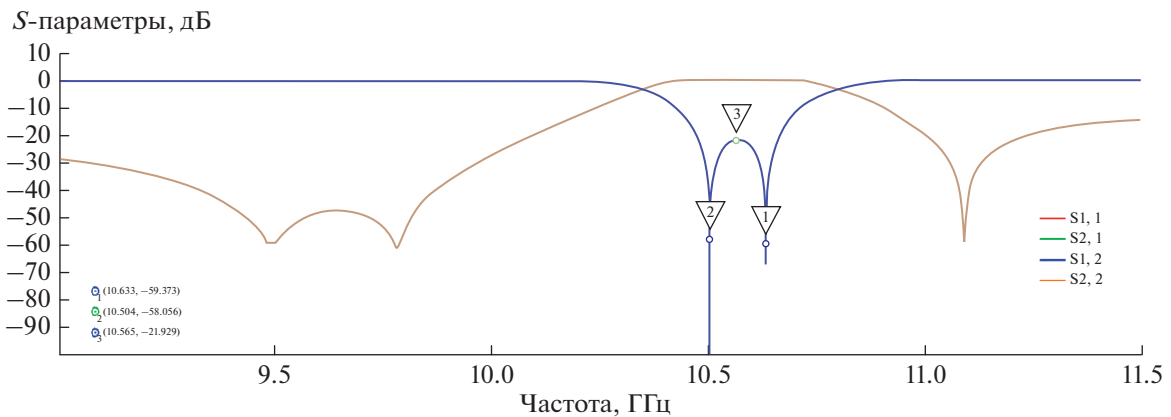


Рис. 2.  $S$ -параметры двух ДР с  $\lambda_B/4$ -связью.

зона сечением  $23 \cdot 10 \text{ мм}^2$ , содержащего два ДР цилиндрической (дисковой) формы (диаметр – 4.5 мм, высота – 2 мм), материалом которых служит керамика БТ-45 с относительной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon' = 45$  и собственной добротностью  $Q_0$  порядка  $2 \cdot 10^4$ . ДР установлены в центре волновода с поперечной ориентацией диска ДР, как показано на рис. 1.

Для случая размещения одного ДР в волноводе резонансная частота ДР, возбужденного на низшем типе колебаний  $H_{01\delta}$ , равна  $f_0 = 10.564 \text{ ГГц}$ , а полоса заграждения  $-2\Delta f$  по уровню 10 дБ для коэффициента отражения  $S_{11}$  составила 0.894 ГГц, что соответствует значению нагруженной добротности ДР равной  $Q_n = f_0/(2\Delta f/3) = 10.564/(0.894/3) = 39.4$ . Отметим, что дополнительное деление полосы заграждения на “3” соответствует ее переводу на уровень измерения по “3 дБ”. Коэффициент отражения  $S_{11}$  имеет выраженную несимметрию частотной характеристики, обусловленную нерезонансным возмущением, вносимым образцом ДР в волновод, оказывающим внимание на дополнительные обратные

потери на высокочастотном крыле частотной характеристики [2].

На рис. 2 приведены частотные характеристики при одно-четвертьволновой связи двух ДР в волноводе. Видно, что имеет место расщепление частотной характеристики коэффициента  $S_{21}$  (с полосой расщепления 129 МГц) за счет превышения взаимной связи между ДР уровня “критической” связи. Частотная характеристика коэффициента  $S_{11}$  имеет области частот с выраженными минимумами на склонах кривых, обусловленных влиянием поля нерезонансного возмущения ДР, противофазного полю распространяющуюся волны в волноводе.

На рис. 3 приведены частотные характеристики при трех-четвертьволновой связи двух ДР в волноводе. В этом случае достигается “критическая” связь между двумя ДР и частотные характеристики коэффициента  $S_{11}$  принимают более П-образную форму, типичную для совершенной четверть-волновой связи двух резонаторов, при этом полоса частот заграждения  $S_{21}$  (порядка 135 МГц по уровню 10 дБ) остается практически

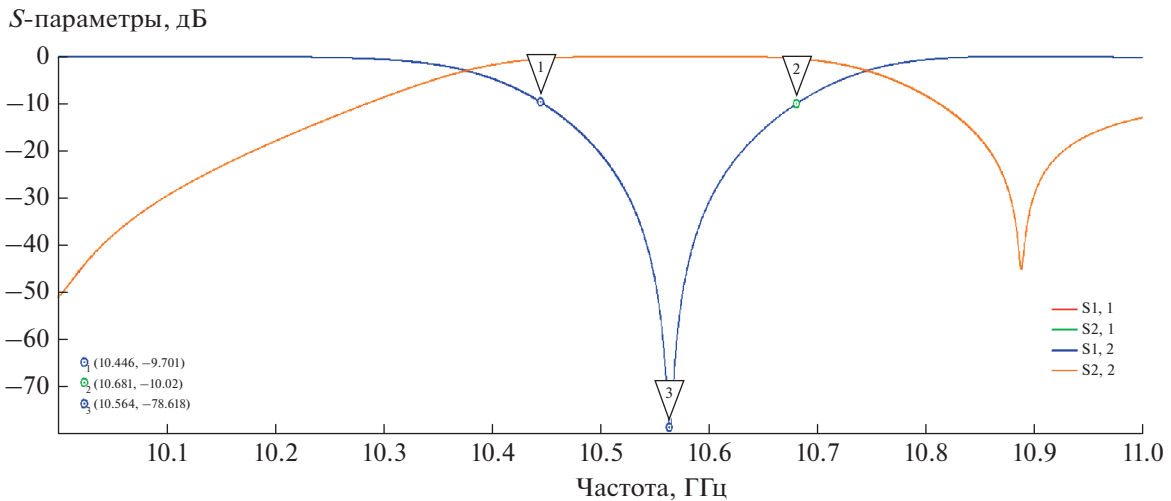


Рис. 3. Частотные зависимости S- параметров двух ДР с  $3\lambda_{в}/4$ -связью.

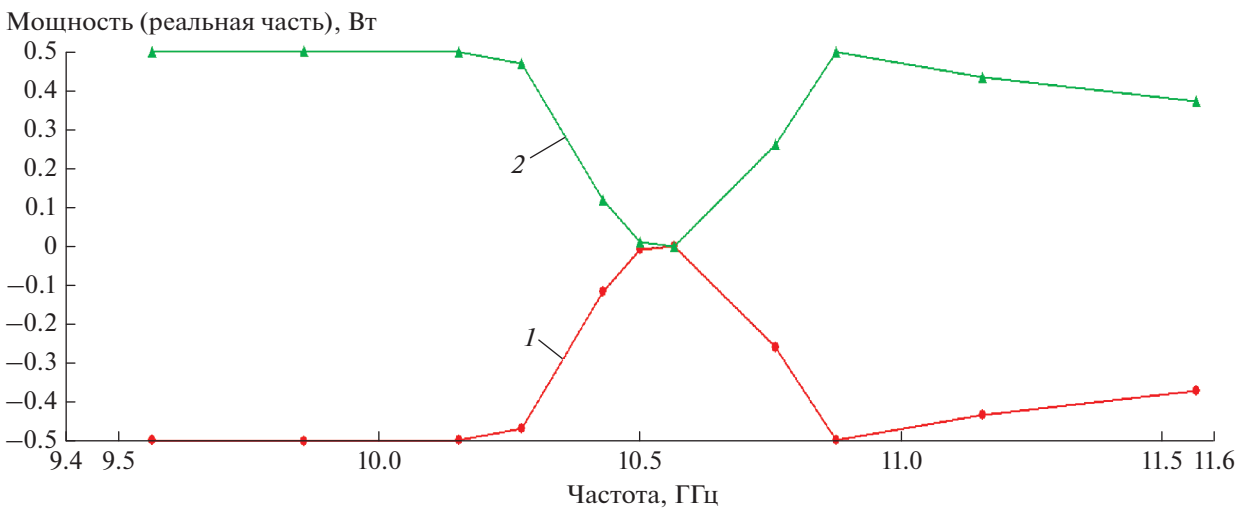


Рис. 4. Мощности на входном (1) и выходном (2) портах волновода

близкой к полосе заграждения одного ДР (порядка 130 МГц).

Исследуемый вариант конструкции двух ДР в волноводе с  $3\lambda_{в}/4$ -связью служит примером реализации двух контурного режекторного СВЧ-фильтра, частотное распределение мощностей которого на портах волновода представлено на рис. 4.

Разность выходной и входной мощностей, нормированных на 0.5, определяет уровень проходящей мощности, причем входная мощность на порте 1 имеет отрицательный знак, а мощность на выходе порта 2 положительный знак, соответственно. Видно, что в резонансной области частот мощности на входе порта 1 и выходе порта 2

стремятся к нулю, что соответствует высокому уровню режекции фильтра. При этом на низкочастотных склонах кривых имеется почти полное согласование волновода с нагрузкой, а на высокочастотных склонах частичное рассогласование за счет нежелательной режекции, обусловленной несимметрией резонансных частотных характеристик ДР в волноводе. Проведенное моделирование непосредственного включения двух ДР в полость волновода позволило дать численные оценки параметров связи между ДР и их нагруженной добротности, которые могут служить исходными данными для синтеза микроволновых режекторных фильтров волноводных конструкций, нашедших широкое применение в технике СВЧ.

## МЕРЫ ОПТИМИЗАЦИИ КОНСТРУКЦИЙ ФИЛЬТРОВ

Полученные зависимости частотных характеристик  $S$ -параметров двух ДР с  $3\lambda_0/4$ -связью в волноводе подтверждают необходимость проектирования заграждающих (режекторных) фильтров СВЧ на относительно больших электрических расстояниях между ДР, что ведет к заметному увеличению их длины. Однако, предпринимается ряд мер, позволяющих частично (или полностью) реализовать одно четвертьволновую связь за счет частичного экранирования ДР, так что одна часть образца ДР установлена вне волновода, а другая часть адаптивно введена в волновод [3]. При использовании дисковых ДР с различным видом ориентации ДР (со взаимно перпендикулярными ориентациями дисков), установленных в одном и том же поперечном сечении волновода, имеется возможность реализации одно четверть-волновую связь за счет возбуждения их в квадратуре [2, 4], при этом следующая пара ДР может быть установлена через три четверти волны в волноводе. В конструкциях ПЗФ с ДР на коаксиальной линии передачи с ТЕМ распространяющейся волной эффект “пересвязи” резонаторов практически не наблюдается, однако, реализация способа непосредственного подключения ДР к внутреннему металлическому проводнику коаксиальной линии приводит к дополнительным тепловым потерям фильтра [1], а использование внешнего проводника в качестве экрана ДР приводит к излишней громоздкости конструкции. В варианте размещения ДР во внешнем цилиндрическом металлическом экране с локальным подключением проводника петли связи к центральному проводнику коаксиальной линии передачи реализован ПЗФ с минимальными потерями [5, 6]. В конструкциях ПЗФ с ДР на экранированных микрополосковых линиях эффект “пересвязи” резонаторов может наблюдаться за счет влияния экрана. С целью уменьшения этого влияния два одинаковых ДР устанавливаются симметрично относительно полоскового проводника МПЛ, обеспечивая их противофазное возбуждение, что существенно снижает влияние экрана и приводит к росту эффективной собственной добротности пары ДР в сравнении с одиночным ДР [2]. Для более продвинутых конструкций фильтров характерно использование двухмодовых ДР с вырожденными типами колебаний, а также сочетание промежуточных звеньев резонаторов с непосредственной связью ДР и крайних звеньев, включенных в линию передачи посредством четвертьволновых связей [7], но такие конструкции следует отнести к гибридным конструкциям фильтров.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При включении ДР в полость металлического волновода последний служит одновременно линией передачи и экраном, препятствующим излучению ДР в окружающее свободное пространство. Для возбуждения электромагнитного поля ДР не требуется дополнительных сосредоточенных элементов связи при реализации внешней связи ДР с волноводом. В качестве рабочего типа колебаний преимущественно используется низшая магнитная мода  $H_{018}$  дискового ДР, собственное поле которой подобно полю магнитного дipoля.

Получение “критической” связи между двумя ДР достигается при размещении их в прямоугольном (или круглом) волноводе с основной распространяющейся волной на электрическом расстоянии  $3\lambda_0/4$ , где  $\lambda_0$  – длина волны в волноводе на резонансной частоте ДР, если не предприняты дополнительные меры по уменьшению эффекта “пересвязи” взаимной связи ДР при их одно-четвертьволновой связи. Отмечены особенности реализации экранированных микрополосковых и коаксиальных конструкций ПЗФ на ДР.

Учет выявленных особенностей взаимной связи ДР по распространяющейся волне в линиях передачи и меры усовершенствования фильтров могут быть распространены при проектировании микроволновых режекторных фильтров других конструкций.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Безбородов Ю.М., Нарытник Т.Н., Федоров В.Б.* Фильтры СВЧ на диэлектрических резонаторах. К.: Техника, 1989. 184 с.
2. *Алексейчик Л.В., Бродуленко И.И., Гаврилюк Н.Г. и др.* Параметры и методы расчета диэлектрических резонаторов и генераторов, и фильтров на их основе. М.: ЦИИ “Электроника”, 1990. 64 с.
3. *Len C.* Waveguide filter on dielectric resonators. US Patent No. 4124830, cl. H01P 1/00. 1978.
4. *Chan R.K.* Dielectric resonator bandstop filters. PhD thesis. Leeds: University of Leeds, 2011. 151 p.
5. *Алексейчик Л.В., Павлов Н.В., Разин С.А. и др.* Полосно-заграждающий фильтр. Патент РФ № 2602695, кл. H01P 1/00. 2016.
6. *Алексейчик Л.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 8. С. 1012; *Alexeychik L.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. № 8. P. 913.
7. *Cameron R.J., Kudsia C.M., Mansour R.R.* Microwave filters for communication systems: fundamentals, design, and applications. UK: John Wiley and Sons Ltd, 2018. 928 p.

**Simulation of dielectric resonators with interconnection  
by a propagating wave in a waveguide**

**L. V. Alekseychik\***

*National Research University "MPEI", Moscow, 111250 Russia*

*\*e-mail: alexeychiklv@mpei.ru*

The frequency characteristics of dielectric resonators installed in rectangular metal X-band waveguides with a propagating main wave of the  $H_{01}$  waveguide have been simulated. Cylindrical (disk) dielectric resonators are made of high-quality ceramic materials with high values of dielectric constant.

УДК 537.62:621.31

## СПОСОБЫ ПОЛУЧЕНИЯ ОПТИМАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ В РОТОРАХ ГИСТЕРЕЗИСНЫХ ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ЭНЕРГИИ

© 2022 г. И. М. Миляев<sup>1</sup>, С. Ю. Останин<sup>2</sup>, \*, Д. В. Михеев<sup>2</sup>, Н. С. Зубарев<sup>2</sup>,  
Цуй Шумэй<sup>3</sup>, Чжу Чунбо<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

“Институт металлургии и материаловедения имени А.А. Байкова”, Москва, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

“Национальный исследовательский университет “МЭИ”, Москва, Россия

<sup>3</sup>Харбинский политехнический университет, Харбин, Китай

\*E-mail: OstaninSY@mpei.ru

Поступила в редакцию 18.04.2022 г.

После доработки 13.05.2022 г.

Принята к публикации 23.05.2022 г.

Изучены вопросы формирования оптимальных гистерезисных свойств и характеристик в материалах для роторов гистерезисных электромеханических преобразователей энергии и непосредственно в роторах. Исследовано влияние напряженности магнитного поля, создаваемого при термомагнитной обработке материалов и роторов, на параметры цикла гистерезиса базовых хромокобальтовых сплавов.

DOI: 10.31857/S0367676522090198

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время актуально решение перспективных задач в области энергоэффективности, энергосбережения и ресурсосбережения в химической, текстильной, атомной, медицинской, пищевой промышленности [1–9] средствами базовых технологий силовой электротехники. Одно из важных направлений решения этих задач – обеспечение работы технологических и производственных механизмов в режиме электрического синхронного вала, для обеспечения которого в силу физической природы своей работы оптимальны гистерезисные электромеханические преобразователи энергии в режиме синхронного гистерезисного электродвигателя [1–9]. Ключевым направлением совершенствования таких электродвигателей является получение оптимальных магнитных свойств у материалов, из которых выполняются роторы электродвигателей, и непосредственно у роторов. В связи с этим актуально решение следующих задач, обеспечивающих достижение цели исследования:

– изучение электромагнитных процессов в магнитных цепях гистерезисных электродвигателей различных конструктивных реализаций;

– создание магнитных материалов и сплавов для роторов гистерезисных электродвигателей с

улучшенными магнитными и гистерезисными свойствами, являющихся менее дефицитными и недорогими;

– получение новых режимов и средств термомагнитной обработки хромокобальтовых сплавов и роторов из них; эта обработка является перспективным направлением получения оптимальных магнитных и гистерезисных свойств и характеристик материалов и гистерезисных роторов;

– конструкционные улучшения гистерезисных электродвигателей и их роторов на основе применения усовершенствованных и новых сплавов.

Принципиальные основы технологии термомагнитной обработки хромокобальтовых сплавов и ключевые подходы к ее осуществлению рассмотрены в ряде справочников и научных статей по магнитно-твердым материалам и сплавам [10–15], а также в ГОСТ 24897-81. В этих справочниках и статьях рассмотрены в основном режимы термической обработки, позволяющие получить максимальные магнитные свойства в материалах и сплавах при предельном уровне анизотропных магнитных свойств. Так, для материалов и сплавов для магнитов основные этапы термомагнитной обработки для получения и стабилизации анизотропного состояния, следующие:



– сначала нагрев материала или сплава с соблюдением необходимых условий до определенной температуры, в частности, до температуры 750°C;

– далее охлаждение с соблюдением требуемых технологических параметров, в частности: с критической скоростью 0.15–0.25°C в минуту до конечной температуры 600°C в магнитном поле с напряженностью 1000 А/см.

Термомагнитная обработка по традиционной технологии требует продолжительного времени – около двух часов, при этом охлаждение проходит в сильном магнитном поле, возможном только в специальном электромагните или соленоиде. В размерах, соответствующих реальному ротору гистерезисного электромеханического преобразователя энергии, создание такого поля круговой конфигурации – трудноразрешимая задача, требующая значительного времени.

#### ФОРМИРОВАНИЕ МЕТОДОЛОГИИ ПОЛУЧЕНИЯ ОПТИМАЛЬНЫХ СВОЙСТВ И ХАРАКТЕРИСТИК В МАТЕРИАЛАХ И РОТОРАХ

В настоящей работе выполнены исследования хромокобальтовых сплавов, магнитные и гистерезисные свойства и характеристики которых располагаются в диапазоне средней магнитной жесткости и коэрцитивная сила рабочего гистерезисного цикла которых  $H_C$  размещается в диапазоне 30–300 А/см, с целью их улучшения. Указанные сплавы перспективны для конструкционной реализации роторов гистерезисных электродвигателей, требуемых для обеспечения работы механизмов и машин в режиме электрического синхронного вала. Для исследования были использованы теоретические и экспериментальные методы и средства. В качестве базовых параметров при исследовании хромокобальтовых сплавов были выбраны:

– относительная остаточная индукция цикла гистерезиса  $b_r = B_r/B_m$ , где  $B_r$  – абсолютное значение остаточной индукции, Тл,  $B_m$  – максимальное значение индукции магнитного поля цикла гистерезиса, Тл;

– относительная коэрцитивная сила цикла гистерезиса  $h_c = H_C/H_m$ , где  $H_C$  – абсолютное значение коэрцитивной силы, А/м,  $H_m$  – максимальное значение напряженности магнитного поля цикла гистерезиса, А/м;

– коэффициент выпуклости цикла гистерезиса  $k_B = S_{цг}/(4B_m H_m)$ , где  $S_{цг}$  – площадь цикла гистерезиса, Тл · А/м.

Параметры рассматривались в относительных единицах с целью облегчения проведения анализа и обобщения результатов исследования. В

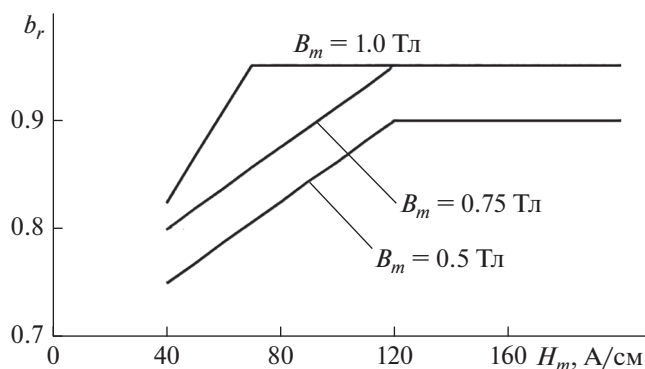


Рис. 1. Зависимость относительной остаточной индукции от напряженности магнитного поля, создаваемого при термомагнитной обработке.

частности, исследовались следующие направления усовершенствования хромокобальтовых сплавов и роторов на их основе:

– возможности снижения уровня напряженности магнитного поля, необходимого для создания магнитной текстуры при термомагнитной обработке образца материала или сплава или непосредственно ротора гистерезисного электродвигателя, выполненного из материала или сплава;

– возможности, наряду с уменьшением уровня напряженности указанного магнитного поля, повышения скорости охлаждения в магнитном поле образца – заготовки для ротора гистерезисного электродвигателя.

В работе получены зависимости, показывающие влияние напряженности магнитного поля, используемого в процессе термомагнитной обработки,  $H_{mТМО}$ , А/м, на параметры и характеристики улучшенных сплавов хромокобальтового класса для роторов гистерезисных электродвигателей, перспективных для режима электрического синхронного вала:

$$b_r = B_r/B_m = b_r(H_{mТМО}), \quad (1)$$

$$h_c = H_C/H_m = h_c(H_{mТМО}), \quad (2)$$

$$k_B = S_{цг}/(4B_m H_m) = k_B(H_{mТМО}). \quad (3)$$

На рис. 1 приведена зависимость (1), на рис. 2 – (2), на рис. 3 – (3).

Исследования при значениях индукции магнитного поля, располагающихся в области 1.0 Тл, актуальны для анализа, моделирования и расчетов электромагнитных и электромеханических процессов в гистерезисном электродвигателе в пусковом режиме, асинхронном режиме и в синхронном режиме без управления электродвигателем в составе электропривода. Исследования при уровнях индукции магнитного поля, соответствующих диапазону от значений менее 0.5 Тл до значений более 1.0 Тл, актуальны для анализа, моде-

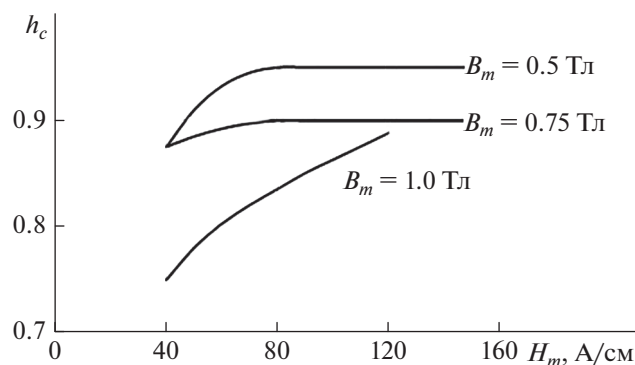


Рис. 2. Зависимость относительной коэффциентной силы от напряженности магнитного поля, создаваемого при термомагнитной обработке.

лирования и расчетов электромагнитных и электромеханических процессов в гистерезисном электродвигателе в условиях возмущающих воздействий со стороны механической нагрузки на валу и управляющих воздействий со стороны электропитания при управлении электродвигателем.

Полученные зависимости показывают влияние напряженности магнитного поля, используемого в процессе термомагнитной обработки, на параметры циклов гистерезиса хромокобальтовых сплавов, перспективных для применения в роторах гистерезисных электромеханических преобразователей. Зависимости характеризуются монотонным возрастанием в основной части до достижения области насыщения, соответственно, последующее увеличение уровня напряженности магнитного поля при термомагнитной обработке не обеспечивает дальнейшего увеличения значений гистерезисных параметров.

Кроме этого, были выявлены и проанализированы дополнительные возможности улучшения гистерезисных свойств и характеристик, в частности, путем учета влияния скорости охлаждения материалов для роторов и непосредственно роторов гистерезисных электромеханических преобразователей энергии в магнитном поле на основные параметры цикла гистерезиса. Дополнительные возможности также связаны с исследованиями семейства гистерезисных характеристик в зависимости от напряженности магнитного поля при термомагнитной обработке, и длительности охлаждения. В частности, исследовано семейство гистерезисных кривых в зависимости от напряженности магнитного поля, используемого при термомагнитной обработке, и длительности охлаждения  $\tau$  в интервале температур 750–600°C.

По результатам исследования получены научные рекомендации по выбору параметров технологического процесса при термомагнитной обработке хромокобальтовых сплавов и гистерезисных

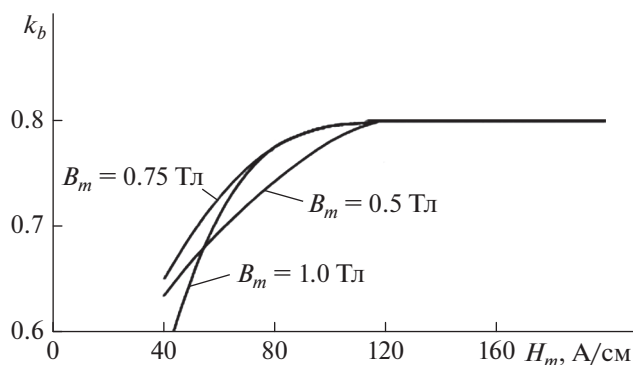


Рис. 3. Зависимость коэффициента выпуклости от напряженности магнитного поля, создаваемого при термомагнитной обработке.

роторов на их основе. Параметры, определяемые в соответствии с рекомендациями, позволяют получить оптимальные и стабильные магнитные свойства и характеристики для различного сочетания требований, предъявляемым к свойствам и характеристикам материалов, сплавов и гистерезисных роторов на их основе.

Для диапазона изменения максимальной напряженности магнитного поля в материале и в активной части ротора 32–315 А/см при максимальной магнитной проницаемости материала получается коэффициент выпуклости в материале и в активной части ротора в рабочем состоянии в диапазоне 0.65–0.85 отн. ед. Это практически обеспечивает реализацию гистерезисных электродвигателей с моментами от долей единиц до сотен Н·м.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, хромокобальтовые сплавы, обладающие магнитными и гистерезисными свойствами и характеристиками в диапазоне средней магнитной жесткости, обеспечивают эффективную реализацию роторов гистерезисных электромеханических преобразователей энергии. Возможно усовершенствование технологии изготовления роторов со значительным уменьшением напряженности магнитного поля, нужного для формирования магнитной текстуры при термомагнитной обработке материалов и роторов. Вместе с тем достижимо существенное увеличение скорости охлаждения заготовок для роторов гистерезисных преобразователей в магнитном поле.

Ротеры гистерезисных электромеханических преобразователей энергии с высокими магнитными и гистерезисными свойствами и характеристиками можно реализовывать с применением термомагнитной обработки в магнитных полях с напряженностью 10–400 А/см при оптимальных базовых условиях охлаждения со скоростями 25–

350°С/мин, что было установлено расчетно-теоретическими исследованиями и подтверждено экспериментально.

Дополнительные возможности улучшения гистерезисных свойств и характеристик связаны с учетом влияния скорости охлаждения материалов для роторов и непосредственно роторов гистерезисных электромеханических преобразователей энергии в магнитном поле на основные параметры цикла гистерезиса. Также эти возможности связаны с исследованиями семейства гистерезисных характеристик в зависимости от напряженности магнитного поля при термомагнитной обработке, и длительности охлаждения.

Зависимости параметров цикла гистерезиса базовых хромокобальтовых сплавов от напряженности магнитного поля, создаваемого при термомагнитной обработке, характеризуются в основном монотонным возрастанием до достижения области насыщения, соответственно, последующее увеличение уровня напряженности магнитного поля при термомагнитной обработке не обеспечивает дальнейшего увеличения значений гистерезисных параметров.

Исследования выполнены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 20-08-01045-а, № 20-08-01106-а).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Делекторский Б.А., Тарасов В.Н. Управляемый гистерезисный привод. М.: Энергоатомиздат, 1983. 128 с.
2. Тарасов В.Н., Останин С.Ю. // Докл. IX Междунар. выст.-конгр. "Высокие технол., иннов., инвест." (Санкт-Петербург, 2004). С. 127.
3. Lee J.H., Kim J.C., Hyun D.S. // Phys. B. Cond. Matter. 2000. V. 275. No. 1–3. P. 238.
4. Makaveev D., Dupre L., De Wulf M., Melkebeek J. // J. Magn. Magn. Mater. 2003. V. 254–255. P. 256.
5. Qin R. Permanent magnet hysteresis synchronous motor analysis and DSP-based vector control. PhD thesis. Newfoundland (Canada): Memorial University of Newfoundland, 2008. 150 p.
6. Qian J. Microprocessor implementation of field oriented control for permanent magnet hysteresis synchronous motor. PhD thesis. Newfoundland (Canada): Memorial University of Newfoundland, 2002. 150 p.
7. Jung H.J., Nakamura T., Tanaka N. et al. // Phys. C. Supercond. Appl. 2004. V. 405. No. 2. P. 117.
8. Jagiela M., Bumby J., Spooner E. // IET Electr. Power Appl. 2010. V. 4. No. 3. P. 185.
9. Dlala E., Belahcen A., Arkkio A. // J. Magn. Magn. Mater. 2008. V. 320. No. 20. P. 123.
10. Golubev A.N., Subbotin M.V. // Russ. Electron. Engin. 2002. V. 73. No. 1. P. 46.
11. Альтман А.Б., Герберг А.Н., Гладышев П.А. и др. Постоянные магниты: Справочник. М.: Энергия, 1980. 488 с.
12. Белозеров Е.В., Уймин М.А., Ермаков А.Е. и др. // Физ. мет. и металловед. 2008. Т. 106. № 5. С. 489.
13. Артамонов Е.В., Либман М.А., Рудановский Н.Н. // Сталь. 2007. № 6. С. 65.
14. Либман М.А. // Материаловедение. 2010. № 9. С. 58.
15. Либман М.А. // Материаловедение. 2010. № 10. С. 49.

### Methods for obtaining optimal magnetic properties in the rotors of hysteretic electromechanical energy converters

I. M. Milyaev<sup>a</sup>, S. Y. Ostanin<sup>b, \*</sup>, D. V. Mikheev<sup>b</sup>, N. S. Zubarev<sup>b</sup>, Cui Shumei<sup>c</sup>, Zhu Chunbo<sup>c</sup>

<sup>a</sup> Institute of Metallurgy and Material Science of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia

<sup>b</sup> National Research University "MPEI", Moscow, 111250 Russia

<sup>c</sup> Harbin Institute of Technology, Harbin, 150001 China

\*e-mail: OstaninSY@mpci.ru

We studied the formation of optimal hysteresis properties and characteristics in materials for rotors of hysteretic electromechanical energy converters and directly in the rotors. The influence of the intensity of the magnetic field, created during the thermo-magnetic treatment of materials and rotors, on the parameters of the hysteresis cycle of the base chromium–cobalt alloys is investigated.

УДК 537.8:537.621.2:537.633

## РЕШЕНИЕ ДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ ЗАДАЧИ ДЛЯ КОСОУГОЛЬНОГО МАГНИТОРЕЗИСТИВНОГО ЭЛЕМЕНТА

© 2022 г. П. А. Поляков<sup>1</sup>, В. С. Шевцов<sup>1, 2, \*</sup><sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, физический факультет, Москва, Россия<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки “Институт проблем управления имени В.А. Трапезникова Российской академии наук”, Москва, Россия

\*E-mail: vs.shevtsov@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 18.04.2022 г.

После доработки 13.05.2022 г.

Принята к публикации 23.05.2022 г.

Получено аналитическое решение для двумерного распределения электрического потенциала и плотности тока в косоугольном магниторезистивном элементе при помощи метода сопряженных функций и конформных преобразований. Обнаружена асимметричность графиков зависимостей электрического сопротивления элемента от внешнего магнитного поля, полученных в результате численного решения обобщенного уравнения Лапласа для анизотропной магниторезистивной среды.

DOI: 10.31857/S036767652209023X

### ВВЕДЕНИЕ

Современные направления развития спинтроники включают в себя эффекты, связанные с управлением и воздействием на спиновые токи в различных структурах [1, 2], таких как скирмионы [3, 4], многослойные спин-туннельные элементы [5, 6] и т.д. В частности, в работе [7] изучалось влияние внешнего магнитного поля на зависимости сопротивления элемента анизотропного магниторезистивного (АМР) датчика со структурой “barber-pole” в приближении, когда распределение тока можно считать однородным. В данной работе изучаются особенности прохождения электрического тока в таких датчиках, элементами которых являются пластины косоугольной формы толщиной порядка 10 нм. Решение задачи электростатики о распределении электрического потенциала  $U$  в таком случае соответствует решению уравнения Лапласа  $\Delta U = 0$ , основываясь на котором можно рассчитать распределение плотности тока. Для этого были использованы методы сопряженных функций и конформного преобразования координат, предложенные Максвеллом [8] и активно используемые для решения задач электромагнетизма [9, 10]. Однако данные методы в случае решения задач электростатики справедливы только для однородных изотропных проводящих сред, что для исследуемого образца в первом приближении выполняется, так как величина магниторезистивного эффекта не превышает 2%. Но точный расчет распределения плотности тока в среде с АМР эффектом приводит к более сложному дифференциальному уравнению

Лапласа для электрического потенциала с переменными коэффициентами, анализ которого и результаты численного решения для указанной косоугольной пластины также отражены в данной работе.

### ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА СОПРЯЖЕННЫХ ФУНКЦИЙ

Суть метода сопряженных функций состоит в том, что скалярный потенциал  $U(x, y)$  заменяется комплексным потенциалом

$$W(z) = U(z) + iV(z), \quad (1)$$

где  $z = x + iy$ . Мнимая часть этого потенциала представляет собой функцию потока, линии равного уровня которой  $V(x, y) = \text{const}$  совпадают с силовыми линиями электрического поля. Идея метода конформных преобразований состоит в том, что уравнение Лапласа для комплексного потенциала в однородной изотропной двумерной среде

$$\frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} = 0 \quad (2)$$

рассматривается в той области, в которой его решение хорошо известно. После этого полученное решение конформно отображается на интересующую область, в данном случае в форме косоугольной пластины. Так как форма исследуемого проводника представляет собой многоугольник, для конформного отображения комплексной полу-

плоскости было использовано преобразование Шварца–Кристоффеля [11]:

$$z = C \int_0^{z_1} (z_1 - a_1)^{\beta_1-1} (z_2 - a_2)^{\beta_2-1} \dots (z_n - a_n)^{\beta_n-1} dz_1 + C_1, \quad (3)$$

где  $\beta_n \equiv \alpha_n/\pi$ ,  $\alpha_n$  – углы многоугольника в радианах,  $a_n$  – точки на вещественной оси верхней комплексной полуплоскости  $z_1$ , а  $C$  и  $C_1$  – константы, которые определяются из условий соответствия границ.

В общем случае рассмотрим четырехугольный проводник, ограниченный областью  $\Omega$ . Граничное условие для потенциала  $U$  определяется тем, что к границам проводника  $\partial\Omega_1$  и  $\partial\Omega_2$  подведены идеальные контакты, то есть потенциал вдоль этих границ постоянный, и задается разность потенциалов между этими границами  $U_1 - U_2$ . Граничные условия также соответствуют отсутствию тока через боковые поверхности проводника  $\partial\Omega_3$  и  $\partial\Omega_4$ . Поскольку линии равного уровня функции потока совпадают с силовыми линиями электрического поля, условие отсутствия тока через границу проводника можно записать в виде  $\partial V/\partial \bar{n} = 0$ , где  $\bar{n}$  – внешняя нормаль к границе проводника. Пример такой области в виде косоугольной пластины представлен на рис. 1.

Окончательно задача имеет следующий вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} = 0, \\ U(x, y)|_{(x,y) \in \partial\Omega_1} = U_1, \\ U(x, y)|_{(x,y) \in \partial\Omega_2} = U_2, \\ \frac{\partial V(x, y)}{\partial \bar{n}} \Big|_{(x,y) \in \partial\Omega_3, \partial\Omega_4} = 0. \end{cases} \quad (4)$$

К сожалению, конформные преобразования позволяющие легко осуществлять дальнейшие расчеты, удается построить лишь для ограниченного числа областей, в подавляющем же большинстве случаев преобразование записывается лишь в виде интеграла от функции комплексного переменного. Такая же ситуация наблюдается и при конформном отражении на внутреннюю область косоугольной пластины (рис. 1). Однако в настоящей работе удалось найти способ, позволяющий получить решение, выраженное в элементарных функциях. Это достигается за счет того, что рассматривается решение для полубесконечной косоугольной пластины, после чего результаты “сшиваются” в тех местах, где распределение плотности тока близко к равномерному. При этом оценивается возникающая погрешность, что позволяет достаточно легко определить параметры проводников, для которых применим предложенный метод.

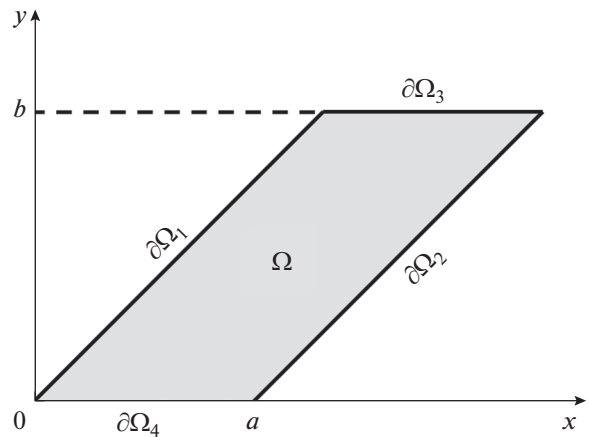


Рис. 1. Пример четырехугольного проводника в форме косоугольной пластины.

Сначала найдем отображение верхней комплексной полуплоскости  $z_1$  на прямоугольную полубесконечную полосу в плоскости  $z_0$ , решение задачи (4) в которой тривиально и соответствует однородному распределению плотности тока. В выбранной геометрии из условия соответствия границ следует, что постоянные  $C = 1$  и  $C_1 = 0$ , а интеграл Шварца–Кристоффеля (3) имеет вид:

$$z_0 = \int_0^{z_1} \frac{dz_1}{\sqrt{z_1^2 - 1}} = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{1+t}{1-t} \right), \quad (5)$$

где

$$t = \frac{z_1}{\sqrt{z_1^2 - 1}}. \quad (6)$$

Для отображения решения задачи распределения потенциала в полубесконечной пластине в плоскости  $z_0$  на верхнюю комплексную полуплоскость  $z_1$  необходимо также найти обратное преобразование, которое нетрудно получить из (5) и (6):

$$z_1 = i \frac{e^{2z_0} - 1}{2e^{z_0}}. \quad (7)$$

Далее получим преобразование верхней комплексной полуплоскости  $z_1$  на полубесконечную косоугольную пластину с острым углом  $\alpha = 45^\circ$  (рис. 1). Интеграл Шварца–Кристоффеля (3) в таком случае равен:

$$z = C \int_0^{z_1} \frac{1}{z_1 - 1} \left( \frac{z_1 - 1}{z_1 + 1} \right)^{\frac{1}{4}} dz_1 + C_1. \quad (8)$$

Определив константы  $C$  и  $C_1$  из условия соответствия границ в выбранной геометрии и вычислив интеграл (8) в соответствии с [12], получим окончательное преобразование, отражающее полубес-

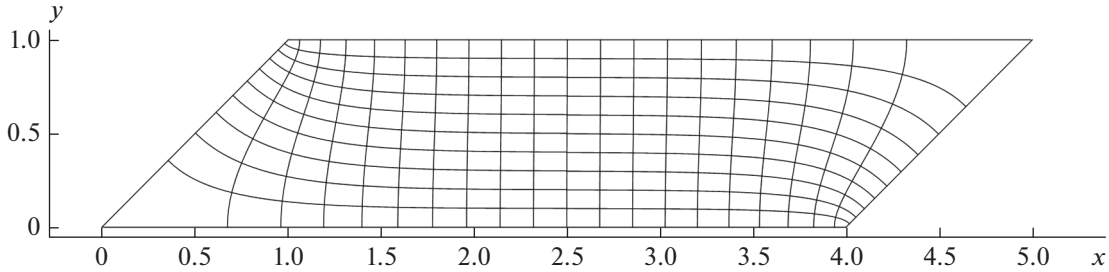


Рис. 2. Картина линий тока и эквипотенциалей для проводника в форме косоугольной пластины при  $a = \sqrt{2}$  и  $\sigma = 5$ .

конечную полосу на полубесконечную косоугольную пластину с острым углом  $\alpha = 45^\circ$ :

$$\begin{cases} z = \frac{a\sqrt{2}}{2\pi} \left[ \ln \frac{1+t}{1-t} + i \frac{1+it}{1-it} \right] + \frac{a\sqrt{2}}{2} (1+i), \\ t = \left( \frac{z_1+1}{z_1-1} \right)^{\frac{1}{4}}, \\ z_1 = i \frac{e^{2z_0} - 1}{2e^{z_0}}. \end{cases} \quad (9)$$

Введем безразмерный параметр длины косоугольной пластины  $\sigma$ :

$$\sigma = \frac{2b}{a} + 1, \quad (10)$$

где  $a$  и  $b$  – размеры пластины, показанные на рис. 1. Согласно закону Ома, вектор плотности тока в однородном изотропном проводнике сонаправлен с вектором напряженности, поэтому силовые линии являются также и линиями тока в таком проводнике. Картина линий тока и эквипотенциалей, построенная по формулам (9) с учетом зеркального отражения и “сшивания” для проводника с размерами  $a = \sqrt{2}$  и  $\sigma = 5$ , представлена на рис. 2. Отметим, что при  $\sigma > 5$  величина относительной погрешности, отражающая несовпадение центральных эквипотенциалей, не превышает 0.2%.

Полученное решение имеет очень важное значение с точки зрения контроля точности, так как при численном решении аналогичной задачи в рассматриваемом элементе возникают сингулярности в области тупых углов (рис. 1). Наличие точного аналитического решения позволяет выполнить правильную регуляризацию таких особых областей и получить корректное численное решение задачи.

#### УЧЕТ АНИЗОТРОПНЫХ СВОЙСТВ АМР ЭЛЕМЕНТА

Как уже было сказано, уравнение (2) справедливо только для однородных изотропных сред. В

анизотропной среде направления векторов напряженности электрического поля  $\vec{E}$  и плотности тока  $\vec{j}$  в общем случае не совпадают и связаны друг с другом соотношением:

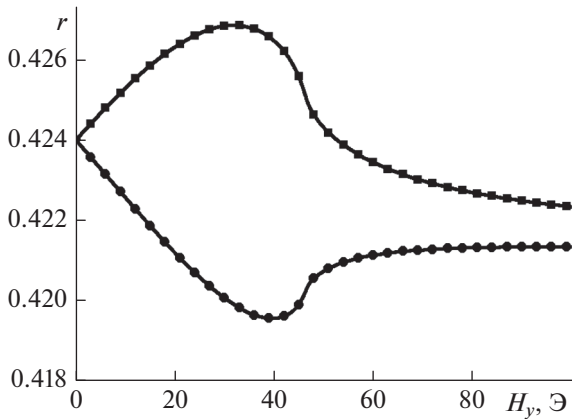
$$E_i = \rho_{ik} j_k, \quad (11)$$

где  $\rho_{ik}$  – тензор удельного сопротивления. В работе [13] было показано, что величина АМР эффекта в отсутствии внешнего магнитного поля зависит только от взаимной ориентации векторов намагниченности  $\vec{M}$  и плотности тока  $\vec{j}$  в произвольной точке проводника. Связь векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{j}$  может быть задана следующим образом:

$$\vec{E} = \rho_{\perp} \vec{j} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) (\vec{j} \cdot \vec{m}) \cdot \vec{m} + \rho_H [\vec{m} \times \vec{j}], \quad (12)$$

где  $\vec{m}$  – единичный вектор, совпадающий по направлению с вектором намагниченности  $\vec{M}$  в среде;  $\rho_{\perp}$  и  $\rho_{\parallel}$  – удельные сопротивления при протекании тока в направлениях, перпендикулярном вектору  $\vec{m}$  и параллельном ему соответственно;  $\rho_H$  – удельное холловское сопротивление. Последнее слагаемое в уравнении (4) определяет anomalous холловское электрическое поле [14]. Ввиду того, что в данной работе рассматриваются тонкие пленки, в которых векторы намагниченности и плотности тока лежат в плоскости пленки, anomalous холловское электрическое поле направлено перпендикулярно поверхности проводника и не влияет на распределение потенциала в его плоскости.

Введем систему координат в соответствии с рис. 1. Тогда, выразив плотность тока из (12) и подставив в уравнение  $\text{div} \vec{j} = 0$ , можно получить обобщенное уравнение Лапласа для потенциала  $U$  электрического поля внутри магниторезистивного элемента при наличии в данном элементе неоднородного стационарного распределения плотности электрического тока:



**Рис. 3.** Зависимость безразмерного сопротивления  $r$  от величины внешнего магнитного поля  $H_y$ . Магнитное поле  $H_y$  направлено вдоль оси  $y$  (нижняя кривая) и против оси  $y$  (верхняя кривая).

$$\begin{aligned} & (1 - \beta m_x^2) \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - 2\beta m_x m_y \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y} + (1 - \beta m_y^2) \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \\ & - \beta \left( 2m_x \frac{\partial m_x}{\partial x} + m_x \frac{\partial m_y}{\partial y} + m_y \frac{\partial m_x}{\partial y} \right) \frac{\partial U}{\partial x} - \\ & - \beta \left( 2m_y \frac{\partial m_y}{\partial y} + m_y \frac{\partial m_x}{\partial x} + m_x \frac{\partial m_y}{\partial x} \right) \frac{\partial U}{\partial y} = 0, \end{aligned} \quad (13)$$

где  $\beta = \Delta\rho/\rho_{\parallel} = \rho_{\parallel} - \rho_{\perp}/\rho_{\parallel}$ . Было выполнено численное решение уравнения (13) для косоугольной пластины, изображенной на рис. 1, с граничными условиями, аналогичными (4). Распределение вектора  $\vec{m}(x, y)$  определялось в рамках теории, описанной в [15]. Расчет проводился для параметров  $a = 7$  мкм,  $b = 10$  мкм и  $\beta = 0.02$ , что соответствует образцу, рассматриваемому в работе [7]. На основе полученных результатов были также рассчитаны зависимости безразмерного сопротивления  $r$  от величины внешнего магнитного поля  $H_y$ , направленного вдоль и против оси  $y$  на рис. 1. Безразмерное сопротивление определяется следующим выражением:

$$r = \frac{R}{\rho_{\perp}/\delta}, \quad (14)$$

где  $R$  — полное сопротивление пластины,  $\delta$  — толщина пластины.

Рассчитанные зависимости показаны на рис. 3. На рис. 3 можно видеть, что линейные участки кривых при малом магнитном поле до 15 Э идут практически под одним углом, однако затем кривые выходят на максимальное и минимальное значения. С увеличением магнитного поля свыше 80 Э полоска практически полностью перемагничивается в вертикальном направлении, поэтому сопротивление в обоих случаях стремится к некоторому новому значению, которое отличается от

первоначального. Следует особо отметить, что кривые не симметричны. Данный эффект является следствием неоднородности распределения тока в среде с анизотропией сопротивления и не может быть получен в случае пренебрежения влиянием АМР эффекта на распределение тока.

Учет этого эффекта позволяет также получить теоретические вольт-эрседные характеристики для АМР датчика, которые отличаются от представленных в работе [7]. Если в случае упрощенной модели однородного протекания тока положения максимумов теоретической и экспериментальной не совпадали и требовалось сжатие теоретической кривой вдоль оси абсцисс, то в данном случае максимумы совпадают в точности.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, было решено двумерное уравнение Лапласа для электрического потенциала в области косоугольного магниторезистивного элемента (рис. 2). представленное аналитическое решение, полученное в рамках метода сопряженных функций и конформных преобразований, позволяет контролировать точность численного решения аналогичной задачи с целью правильной регуляризации решения в особых областях. В описанной задаче такие особые области находятся в тупых углах на рис. 1, вблизи которых плотность тока стремится к бесконечности.

Учет АМР эффекта приводит к более сложному обобщенному уравнению Лапласа, решение которого в рамках метода сопряженных функций не представляется возможным. Численное решение уравнения позволило обнаружить асимметрию в графиках зависимостей сопротивления элемента от внешнего магнитного поля (рис. 3). Помимо обнаружения данного эффекта, учет АМР свойств позволил также получить более точные графики выходных характеристик датчика магнитного поля со структурой “barber-pole”, которые лучше согласуются с экспериментом по сравнению с упрощенной моделью однородного протекания тока в образце в работе [7].

Работа поддержана Фондом развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hirohata A., Yamada K., Nakatani Y. et al. // JMMM. 2020. V. 509. Art. No. 166711.
2. Chumak A.V., Vasyuchka V.I., Serga A.A., Hillebrands B. // Nature Phys. 2015. V. 11. P. 453.
3. Fert A., Reyren N., Cros V. // Nature Rev. Mater. 2017. V. 2. Art. No. 17031.
4. Buttner F., Lemesh I., Beach G.S.D. // Sci. Rep. 2018. V. 8. Art. No. 4464.
5. Scheike T., Xiang Q., Wen Z. et al. // Appl. Phys. Lett. 2021. V. 118. Art. No. 042411.

6. *Maciel N., Marques E., Naviner L. et al.* // *Sensors*. 2020. V. 20. Art. No. 121.
7. *Амеличев В.В., Жуков Д.А., Касаткин С.И. и др.* // *ПЖТФ*. 2021. Т. 47. № 10. С. 19; *Amelichev V.V., Zhukov D.A., Kasatkin S.I. et al.* // *Tech. Phys. Lett.* 2021. V. 47. No. 6. P. 482.
8. *Максвелл Дж.К.* Трактат об электричестве и магнетизме. Т. 1. М.: Наука, 1989.
9. *Gerasimenko T., Polyakov P., Frolov I.* // *PIER Lett.* 2014. V. 47. P. 41.
10. *Trefethen L.N.* // *ZAMP*. 1984. V. 35. P. 692.
11. *Лаврентьев М.А., Шабат Б.В.* Методы теории функций комплексного переменного. М.: Наука, 1987.
12. *Kober H.* Dictionary of conformal representation. N.Y.: Dover, 1957.
13. *McGuire T.R., Potter R.I.* // *IEEE Trans. Magn.* 1975. V. MAG-11. No. 4. P. 1018.
14. *Nagaosa N., Sinova J., Onoda S. et al.* // *Rev. Mod. Phys.* 2010. V. 82. P. 1539.
15. *Шевцов В.С., Поляков О.П., Амеличев В.В. и др.* // *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. и астроном.* 2019. № 5. С. 40; *Shevtsov V.S., Polyakov O.P., Amelichev V.V. et al.* // *Moscow Univ. Phys. Bull.* 2019. V. 74. No. 5. P. 459.

## Solution of a two-dimensional electrostatic problem for an oblique-shaped magneto-resistive element

P. A. Polyakov<sup>a</sup>, V. S. Shevtsov<sup>a, b, \*</sup>

<sup>a</sup> *Chair of General Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia*

<sup>b</sup> *Trapeznikov Institute of Control Sciences of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia*

\*e-mail: vs.shevtcov@physics.msu.ru

An analytical solution for the two-dimensional distribution of the electric potential and current density is obtained in an oblique-shaped magneto-resistive element using the conjugate functions and conformal mapping. The asymmetry of the dependences of the element electrical resistance on the external magnetic field, obtained because of the numerical solution of the generalized Laplace's equation for an anisotropic magneto-resistive medium, is found.



# **Ядерная физика и физика элементарных частиц. Ядерно-физические технологии**

Редакторы тематического выпуска  
канд. физ.-мат. наук **А. К. Власников**,  
канд. физ.-мат. наук **К. А. Стопани**

УДК 539.12:539.14:539.171

## АНАЛИЗИРУЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ В КВАЗИУПРУГОМ ПРОТОН-ПРОТОННОМ РАССЕЙАНИИ ПРИ ЭНЕРГИЯХ ОТ 200 ДО 650 МэВ/НУКЛОН

© 2022 г. И. С. Волков<sup>1</sup>\*, В. П. Ладыгин<sup>1</sup>, Я. Т. Схоменко<sup>1</sup>, Ю. В. Гурчин<sup>1</sup>, А. Ю. Исупов<sup>1</sup>,  
М. Янек<sup>2</sup>, Ю. Т. Карачук<sup>1,3</sup>, А. Н. Хренов<sup>1</sup>, П. К. Курилкин<sup>1</sup>, А. Н. Ливанов<sup>1</sup>, С. М. Пиядин<sup>1</sup>,  
С. Г. Резников<sup>1</sup>, А. А. Терехин<sup>1</sup>, А. В. Тишевский<sup>1</sup>, А. В. Аверьянов<sup>1</sup>, Е. В. Черных<sup>1</sup>,  
Д. Энаше<sup>3</sup>, Д. О. Кривенков<sup>1</sup>, И. Е. Внуков<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Международная межправительственная организация  
“Объединенный институт ядерных исследований”, Дубна, Россия

<sup>2</sup>Жилинский университет, Физическое отделение, Жилина, Словакия

<sup>3</sup>Национальный институт исследования и развития электротехники, Бухарест, Румыния

<sup>4</sup>Белгородский государственный национальный исследовательский университет, Белгород, Россия

\*E-mail: isvolkov@jinr.ru

Поступила в редакцию 18.04.2022 г.

После доработки 13.05.2022 г.

Принята к публикации 23.05.2022 г.

Векторная анализирующая способность квазиупругого протон-протонного рассеяния получена на станции внутренних мишеней Нуклотрона, с использованием поляризованного дейтронного пучка и полиэтиленовой мишени. Отбор полезных событий был выполнен, используя временную и амплитудную информацию, полученную с помощью сцинтилляционных счетчиков. Асимметрия на водороде была получена путем вычитания углеродного фона. Значения векторной анализирующей способности были получены при энергиях пучка 200, 500, 550 и 650 МэВ/нуклон. Полученные значения сравнивались с предсказаниями парциально-волнового анализа SAID.

DOI: 10.31857/S0367676522090332

### ВВЕДЕНИЕ

Эксперименты по изучению протон-протонного упругого рассеяния являются фундаментальными для понимания нуклон-нуклонных взаимодействий. Для энергий ниже 1 ГэВ была получена большая база данных поперечных сечений и поляризационных наблюдаемых, что позволило выполнить парциально волновой анализ [1]. Современные феноменологические потенциальные модели обеспечивают хорошее описание данных до порога рождения пионов.

Расширение мезонной обменной модели для больших энергий требует включения вкладов неупругих каналов из-за возбуждения барионных резонансов. С другой стороны, упругое  $pp$ -рассеяние хорошо подходит для изучения короткодействующей части нуклон-нуклонных взаимодействий. Точные значения анализирующей способности при энергиях выше порога рождения пионов позволяют уточнить вклад спин-орбитальных сил, чувствительных к обмену тяжелыми мезонами.

В ходе работы были получены значения векторной анализирующей способности реакции взаимодействия дейтронов и протонов в кинематике протон-протонного упругого рассеяния при энергиях 200, 500, 550 и 650 МэВ/нуклон.

### СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент был выполнен на станции внутренних мишеней Нуклотрона, сверхпроводящего синхротрона, расположенного в Лаборатории физики высоких энергий ОИЯИ. Схема эксперимента была следующей: пучок дейтронов обеспечивался источником поляризованных ионов [2], поляризованные дейтроны ускорялись RFQ и линейным ускорителем, а затем вводились в кольцо Нуклотрона. Когда достигалась необходимая энергия, диск с мишенями вращался, выводя мишень на траекторию движения дейтронов. Частицы, полученные в реакции, регистрировались сцинтилляционными детекторами.

Станция внутренних мишеней представляет собой сферическую вакуумную камеру с систе-

мой смены мишеней [3]. Камера зафиксирована на ионопроводе с помощью фланцевого соединения. Диск с мишенями (CH<sub>2</sub>, C, W, Cu и др.) зафиксирован внутри камеры на оси шагового двигателя. Для эксперимента использовались полиэтиленовая пленка и углеродные нити толщиной 10 и 8 мкм, соответственно. Эффект на водороде был получен с помощью процедуры вычитания углеродного фона. Сигнал с датчика положения мишени был использован для корректировки параметров ускорителя, чтобы точка взаимодействия пучка с мишенью была как можно ближе к центру ионопровода.

Частицы, полученные в ходе взаимодействия пучка с мишенью, попадали в сцинтилляционные детекторы, расположенные вокруг камеры рассеяния в направлении пучка. Счетчики регистрировали продукты реакции протон-протонного квазиупругого рассеяния. В эксперименте использовались 11 детекторов для регистрации протонов слева и столько же справа, расположенные симметрично относительно оси ионопровода. Два отдельных детектора были расположены симметрично относительно направления пучка примерно под 90° в с.ц.м, что обеспечивает их нечувствительность к векторной поляризации пучка. Данные по угловой зависимости анализирующей способности протон-протонного квазиупругого рассеяния были получены при энергиях 200, 500, 550 и 650 МэВ/нуклон на полиэтиленовой и углеродной мишенях.

### АНАЛИЗ ДАННЫХ

Поляризация пучка измерялась с помощью дейтрон-протонного упругого рассеяния при энергии пучка 270 МэВ [4]. Эта процедура выполнялась регулярно во время эксперимента. В эксперименте использовались 3 спиновые моды источника поляризованных ионов: неполяризованная и 2 смешанных, с идеальными значениями ( $p_z, p_{zz}$ ) равными (0,0), (+1/3, +1) и (+1/3, -1), соответственно. Данные в эксперименте набирались в две сессии, с небольшим временным промежутком между ними. Значения векторной поляризации, использованной для расчетов при энергиях пучка 500 и 650 МэВ/нуклон, указаны в табл. 1. Значения векторной поляризации пучка при энергиях 200 и 550 МэВ/нуклон указаны в табл. 2.

Полезные события отбирались с использованием критериев для разницы времени пролета, корреляции энергетических потерь для сигналов кинематически сопряженных сцинтилляционных детекторов, а также для положения мишени, которое записывалось для каждого события в ходе эксперимента.

**Таблица 1.** Значения поляризации дейтронного пучка, полученные с помощью дейтрон-протонного упругого рассеяния при энергии 270 МэВ, для первой сессии эксперимента (при энергиях пучка 500 и 650 МэВ/нуклон) [4]

Компонента	$p_z$	$\Delta p_z$
(+1/3, +1)	-0.231	0.008
(+1/3, -1)	-0.245	0.006

**Таблица 2.** Значения поляризации дейтронного пучка, полученные с помощью дейтрон-протонного упругого рассеяния при энергии 270 МэВ, для второй сессии эксперимента (при энергиях пучка 200 и 550 МэВ/нуклон) [4]

Компонента	$p_z$	$\Delta p_z$
(+1/3, +1)	-0.212	0.007
(+1/3, -1)	-0.239	0.005

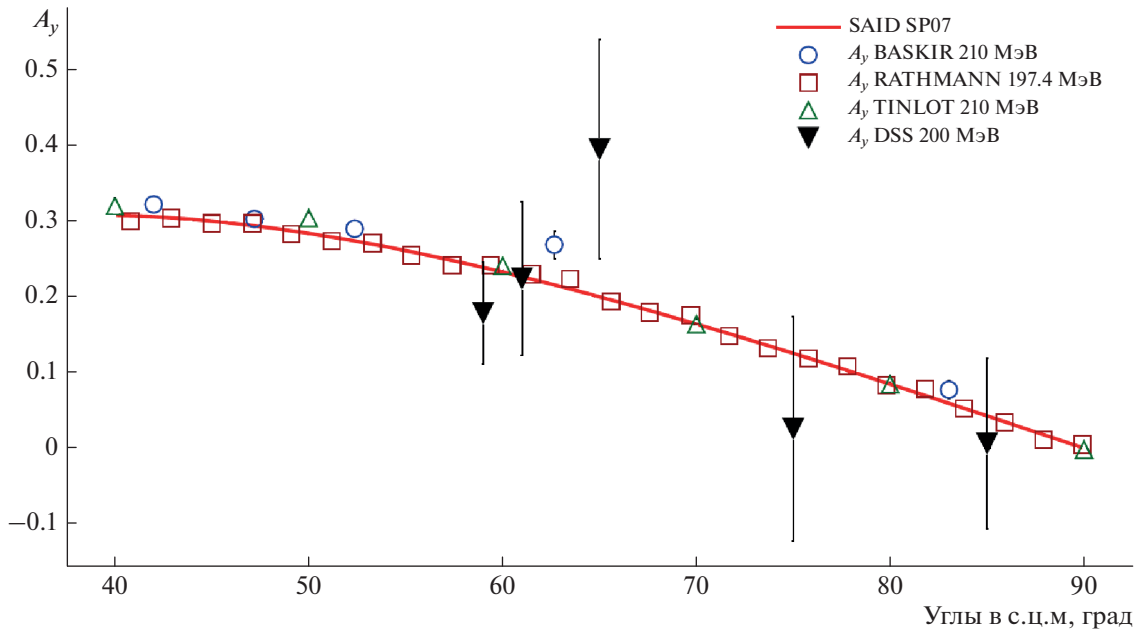
Так как дейтронный пучок взаимодействовал с полиэтиленовой мишенью, в данных неизбежно появлялся углеродный фон. Выход углерода от CH<sub>2</sub>-мишени оценивался из измерений с использованием углеродной мишени, состоящей из нескольких нитей. Предполагалось, что форма углеродного спектра была одинакова при рассеянии на полиэтиленовой и углеродной мишенях. Процедура вычитания углеродного фона состояла в определении коэффициента, на который необходимо помножить углеродные данные для приближения к фону в данных на полиэтилене. Для проведения процедуры вычитания использовалась следующая формула:

$$N_p = N_{CH_2} - kN_C, \tag{1}$$

где  $N_p$  – число событий на протонах,  $N_{CH_2}$  – число событий на полиэтилене,  $N_C$  – число событий на углероде,  $k$  – искомый коэффициент.

Коэффициент  $k$  находился следующим образом: в данных от кинематически связанных счетчиков при рассеянии на полиэтиленовой мишени выделялась область полезных событий, соответствующих протон-протонному рассеянию. Этот критерий также переносился на события энергетических потерь для углеродной мишени. Учитывая только данные, находящиеся вне критерия, углеродный спектр приближался к полиэтиленовому спектру с помощью метода наименьших квадратов. В результате,  $k$  – коэффициент, на который нужно умножить углеродный спектр, чтобы получить спектр, максимально близкий к углеродному фону в данных на полиэтилене.

Значения анализирующей способности  $pp$ -квазиупругого рассеяния могут быть вычислены, используя данные, полученные с помощью вычи-



**Рис. 1.** Сравнение анализирующей способности в реакции  $pp$ -квазиупругого рассеяния при энергии 200 МэВ/нуклон с мировыми данными и результатами решения SP07 парциально-волнового анализа SAID. Заполненные символы – результаты данного эксперимента. Открытые символы – мировые данные [6, 7]. Сплошная линия – предсказания SAID [1].

тания углеродного фона из данных на полиэтиленовой мишени. Для этого были использованы следующие формулы, которые были выведены из [5] для случая, описанного в этой статье:

$$N_L = 1 + P_z A_y, \quad (2)$$

$$N_R = 1 - P_z A_y, \quad (3)$$

где  $N_L$ ,  $N_R$  – выходы реакции,  $P_z$  – значение векторной поляризации,  $A_y$  – значение векторной анализирующей способности рассеяния. Следующие формулы были использованы для вычисления векторной анализирующей способности  $pp$ -квазиупругого рассеяния:

$$A_{yL} = \frac{\frac{N_L^+ M^0}{N_L^0 M^+} + \frac{N_L^- M^0}{N_L^0 M^-} - 2}{P_z^+ + P_z^-}, \quad (4)$$

$$A_{yR} = \frac{\frac{N_R^+ M^0}{N_R^0 M^+} + \frac{N_R^- M^0}{N_R^0 M^-} - 2}{P_z^+ + P_z^-}, \quad (5)$$

где  $A_{yL}$  и  $A_{yR}$  – векторная анализирующая способность реакции для рассеяния влево и вправо соответственно.  $N_L^+$ ,  $N_L^-$  и  $N_L^0$  – количество событий для конкретной левой пары для двух поляризованных мод и неполяризованной моды соответственно.  $N_R^+$ ,  $N_R^-$  и  $N_R^0$  – количество событий для конкретной правой пары для двух поляризован-

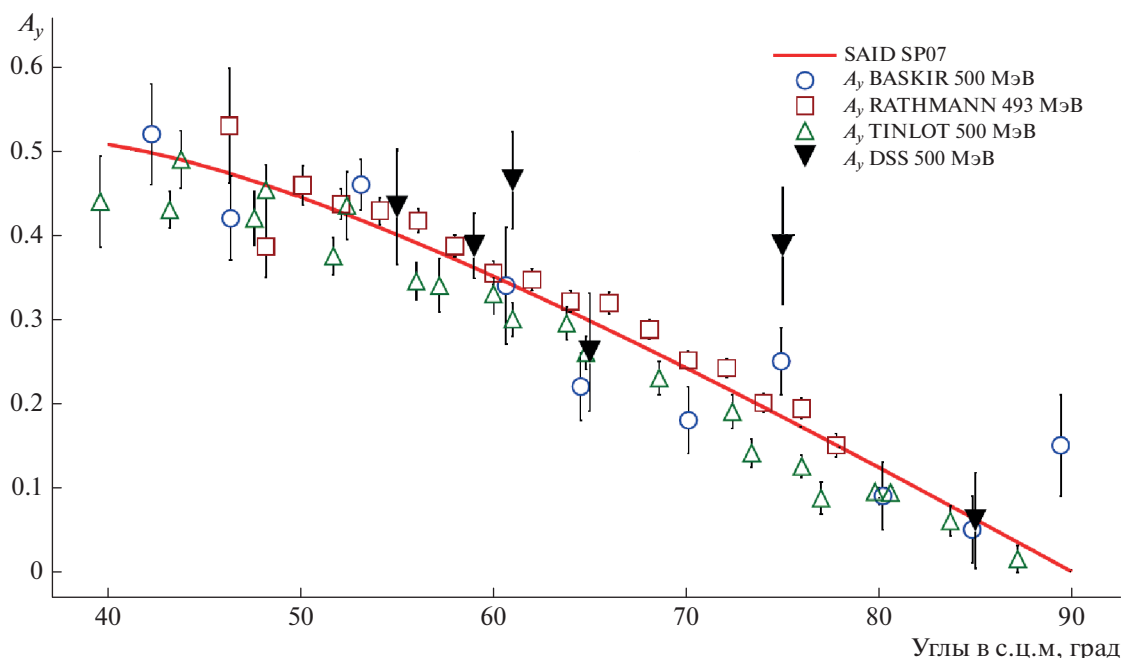
ных мод и неполяризованной моды соответственно.  $M^+$ ,  $M^-$  и  $M^0$  – количество событий в мониторинговых счетчиках для соответствующих спиновых мод.  $P_z^+$  и  $P_z^-$  – значения векторной поляризации пучка для соответствующих поляризованных мод источника поляризованных ионов.

Для определения  $A_y$  использовались 13 различных пар детекторов: 6 пар при рассеянии влево, 6 пар вправо и 1 пара для рассеяния под  $90^\circ$  в с.ц.м. Получившиеся результаты для рассеяния влево и вправо затем усреднялись по правилам среднего взвешенного для каждого угла в с.ц.м по отдельности.

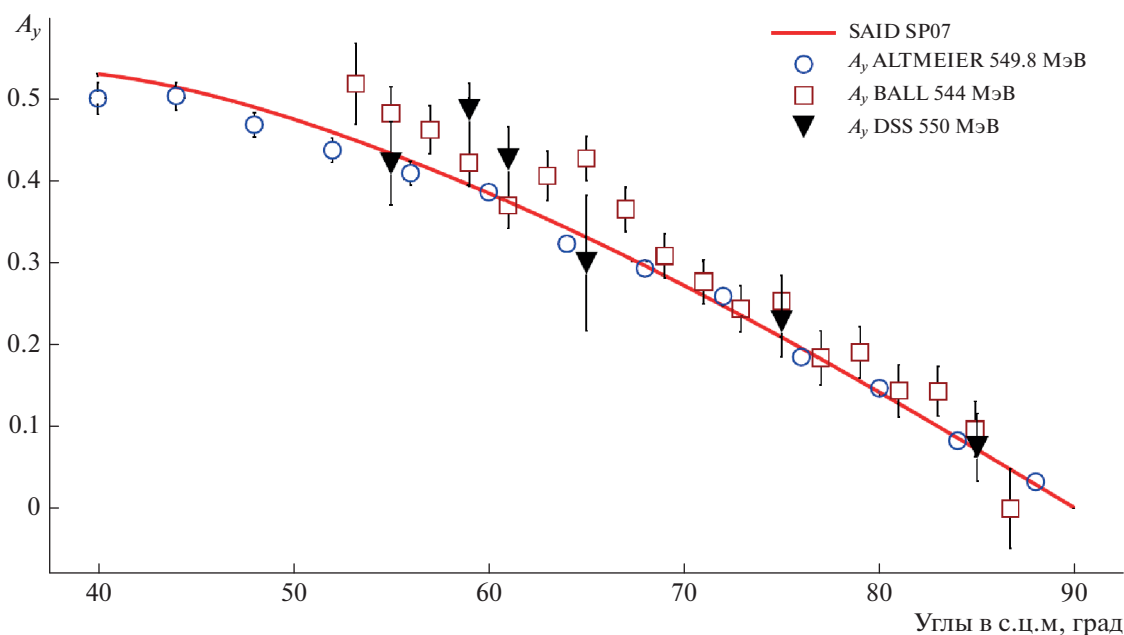
Полученные значения анализирующей способности можно сравнить с данными, полученными в других экспериментах с теми же или близкими энергиями, а также с результатами парциально-волнового анализа SAID.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Угловые зависимости векторной анализирующей способности  $A_y$  в протон-протонном квазиупругом рассеянии при энергиях пучка 200, 500, 550 и 650 МэВ/нуклон представлены на рис. 1, 2, 3 и 4, соответственно. Заполненные символы – результаты этого эксперимента, проведенного на станции внутренней мишени Нуклотрона. Открытые символы – данные, полученные в других экспериментах [6–13]. Значения анали-



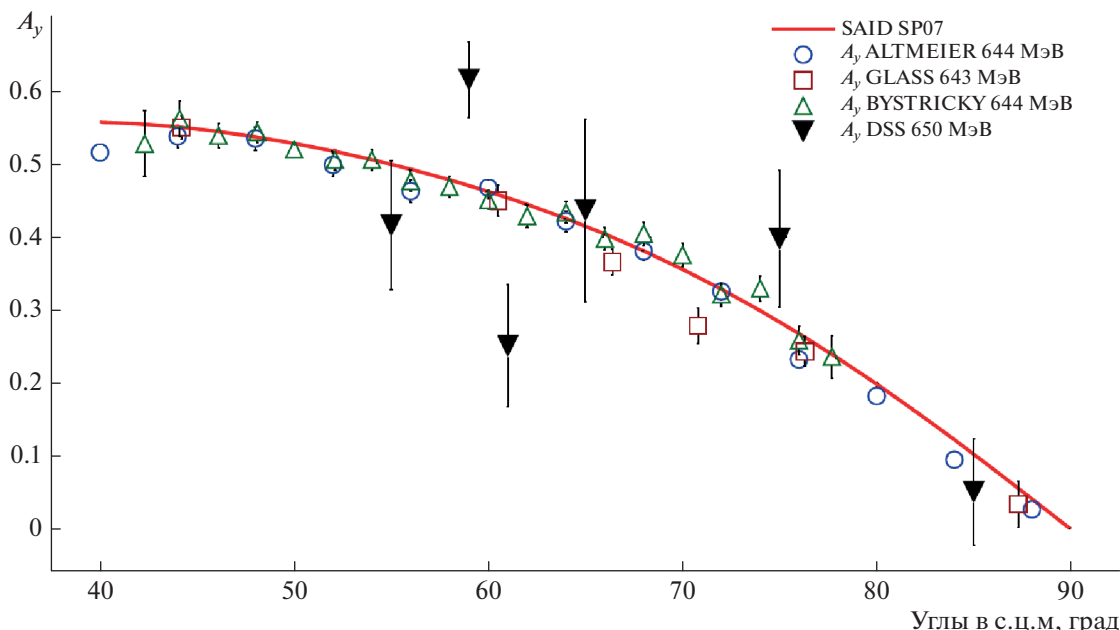
**Рис. 2.** Сравнение анализирующей способности в реакции  $pp$ -квазиупругого рассеяния при энергии 500 МэВ/нуклон с мировыми данными и результатами решения SP07 парциально-волнового анализа SAID. Заполненные символы – результаты данного эксперимента. Открытые символы – мировые данные [8–10]. Сплошная линия – предсказания SAID [1].



**Рис. 3.** Сравнение анализирующей способности в реакции  $pp$ -квазиупругого рассеяния при энергии 550 МэВ/нуклон с мировыми данными и результатами решения SP07 парциально-волнового анализа SAID. Заполненные символы – результаты данного эксперимента. Открытые символы – мировые данные [11, 12]. Сплошная линия – предсказания SAID [1].

зирующей способности также сравниваются с предсказаниями парциально-волнового анализа SP07 SAID [1]. Видно хорошее соответствие дан-

ных на Нуклотроне с результатами, полученными ранее, а также с решением SAID SP07. Следовательно, можно также сказать, что эффект сре-



**Рис. 4.** Сравнение анализирующей способности в реакции  $pp$ -квазиупругого рассеяния при энергии 650 МэВ/нуклон с мировыми данными и результатами решения SP07 парциально-волнового анализа SAID. Заполненные символы – результаты данного эксперимента. Открытые символы – мировые данные [9, 11, 13]. Сплошная линия – предсказания SAID [1].

ды незначителен для данных, полученных на Нуклотроне.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Была получена векторная анализирующая способность  $A_y$  реакции дейтрон-протонного рассеяния в  $pp$ -квазиупругой кинематике с использованием поляризованного дейтронного пучка с энергией 200, 500, 550 и 650 МэВ/нуклон на внутренней мишени Нуклотрона ОИЯИ. При данных энергиях и при больших углах в с.ц.м. анализирующая способность протон-протонного квазиупругого рассеяния была получена впервые.

Результатом этой работы являются значения анализирующей способности, которые сравнивались с данными, полученными в других лабораториях, а также с решением SP07 парциально-волнового анализа SAID. Сравнение показало, что результаты, полученные в этой работе, соответствуют мировым данным и результатам SAID в пределах полученной точности. Это свидетельствует о том, что эффекты связанности протона в дейтроне и возможные эффекты перерассеяния малы. Следовательно, использование протон-протонного квазиупругого рассеяния дает в перспективе возможность измерения векторной поляризации пучка дейтронов.

Достаточно большая статистическая ошибка измерений была следствием того, что эксперимент проводился в тестовом режиме. Планируется, что в

будущих исследованиях с поляризованными пучками протонов и дейтронов будет улучшена точность измерений анализирующей способности и поляризации.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-02-00079а), при поддержке Министерства Образования, Науки, Исследований и спорта Словацкой Республики (VEGA, грант № 1/0113/18), при поддержке гранта APVV-20-0052, а также по программам кооперации с ОИЯИ Словацкой Республики и ОИЯИ Румынии в 2016–2021 гг.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Arndt R.A., Briscoe W.J., Strakovsky I.I., Workman R.L. // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. Art. No. 025209.
2. Fimushkin V.V., Kovalenko A.D., Kutuzova L.V. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2016. V. 678. Art. No. 012058.
3. Malakhov A., Afanasiev S., Anisimov Y. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2000. V. 440. P. 320.
4. Skhomenko Y.T., Ladygin V.P., Gurchin Y.V. et al. // EPJ Web Conf. 2019. V. 204. Art. No. 10002.
5. Ohlsen G.G. // Rep. Prog. Phys. 1972. V. 35. P. 717.
6. Baskir E., Hafner E. M., Roberts A., Tinlot J.H. // Phys. Rev. 1957. V. 106. P. 564.
7. Rathmann F., von Przewoski B., Dezar W.A. et al. // Phys. Rev. C. 1998. V. 58. P. 658.
8. Albrow M., Andersson Almehed S. et al. // Nucl. Phys. B. 1970. V. 23. No. 3. P. 445.

9. *Bystricky J., Chaumette P., Deregel J. et al.* // Nucl. Phys. B. 1985. V. 262. No. 4. P. 727.
10. *Cozzika G., Ducros Y., de Lesquen A. et al.* // Phys. Rev. 1967. V. 164. P. 1672.
11. *Altmeier M., Bauer F., Bisplinghoff J. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2005. V. 23. P. 351.
12. *Ball J., Ghazikhanian V., Gordon J. et al.* // Nucl. Phys. B. 1987. V. 286. P. 635.
13. *Glass G., Bhatia T.S., Hiebert J.C. et al.* // Phys. Rev. C. 1993. V. 47. P. 1369.

### Analyzing power of quasi-elastic proton-proton scattering at the energies from 200 to 650 MeV/nucleon

**I. S. Volkov<sup>a,\*</sup>, V. P. Ladygin<sup>a</sup>, Ya. T. Skhomenko<sup>a</sup>, Yu. V. Gurchin<sup>a</sup>, A. Yu. Isupov<sup>a</sup>, M. Janek<sup>b</sup>, J. T. Karachuk<sup>a,c</sup>, A. N. Khrenov<sup>a</sup>, P. K. Kurilkin<sup>a</sup>, A. N. Livanov<sup>a</sup>, S. M. Piyadin<sup>a</sup>, S. G. Reznikov<sup>a</sup>, A. A. Terekhin<sup>a</sup>, A. V. Tishevsky<sup>a</sup>, A. V. Averyanov<sup>a</sup>, E. V. Chernykh<sup>a</sup>, D. Enache<sup>c</sup>, D. O. Krivenkov<sup>a</sup>, I. E. Vnukov<sup>d</sup>**

<sup>a</sup> Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia

<sup>b</sup> Physics Department, University of Zilina, Žilina, 01026 Slovakia

<sup>c</sup> National Institute for R&D in Electrical Engineering ICPE-CA, Bucharest, 030138 Romania

<sup>d</sup> Belgorod State National Research University, Belgorod, 308015 Russia

\*e-mail: isvolkov@jinr.ru

Vector analyzing power in quasielastic proton-proton scattering was obtained at the Nuclotron Internal Target Station using a polarized deuteron beam and a polyethylene target. The selection of useful events was performed using the time and amplitude information from scintillation counters. The asymmetry on hydrogen was obtained by the subtraction of the carbon background. The values of analyzing power were obtained at the beam energies of 200, 500, 550, and 650 MeV/nucleon. The obtained values are compared with the predictions of the partial-wave analysis SAID.

УДК 539.1.074.823

## СООТНОШЕНИЕ ВЫХОДОВ КАНАЛОВ РАСПАДА ОСНОВНОГО И ВОЗБУЖДЕННОГО СОСТОЯНИЯ ЯДРА ${}^7\text{Li}$ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НЕЙТРОНА С ЭНЕРГИЕЙ СВЫШЕ 1 МэВ И ЯДРА ${}^{10}\text{B}$

© 2022 г. С. И. Поташев<sup>1, 2, \*</sup>, А. А. Каспаров<sup>1</sup>, В. Н. Пономарев<sup>1</sup><sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

“Институт ядерных исследований Российской академии наук”, Москва, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

“Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук”, Москва, Россия

\*E-mail: potashev@inr.ru

Поступила в редакцию 18.04.2022 г.

После доработки 13.05.2022 г.

Принята к публикации 23.05.2022 г.

Исследовано соотношение выходов распада основного и возбужденного состояний ядра  ${}^7\text{Li}$ , вылетающего при взаимодействии нейтронов с ядром  ${}^{10}\text{B}$  при энергии более 1 МэВ. Нейтронный детектор на основе  ${}^{10}\text{B}$ -слоя служил одновременно и мишенью, и катодом проволочной камеры для регистрации ионизационных потерь вторичных ядер. Соотношение выходов реакций  $n + {}^{10}\text{B} \rightarrow {}^7\text{Li} + {}^4\text{He}$  и  $n + {}^{10}\text{B} \rightarrow {}^7\text{Li} + {}^4\text{He} + \gamma$  определено из анализа амплитудных спектров от двух зазоров детектора вместе с моделированием ионизационных потерь ядер  ${}^4\text{He}$  с учетом кинематики обеих реакций.

DOI: 10.31857/S0367676522090241

### ВВЕДЕНИЕ

Соотношение выходов распада основного и возбужденного состояний ядра  ${}^7\text{Li}$  при взаимодействии нейтронов с ядром  ${}^{10}\text{B}$  для тепловых и промежуточных энергий хорошо изучено и составляет 0.064. Однако, в области энергий свыше 1 МэВ данные библиотек ENDF/B-VII.1, JEFF-3.1.2 и JENDL-4.0 противоречат друг другу и поэтому подвергаются сомнению [1]. Подвергается критике также и сама величина сечения при этих энергиях. Мы представляем наши данные, полученные на фотонейтронном источнике на базе линейного ускорителя электронов ЛУЭ-8. Использовался позиционно-чувствительный детектор нейтронов (ПЧДН) на основе  ${}^{10}\text{B}$ -слоя, который служил и мишенью, и катодом проволочной камеры. Ионизационные сигналы, которые пропорциональны потерям вторичных ядер, регистрировались в двух газовых зазорах камеры [2]. Сигналы от нейтронов с энергией менее 0.5 МэВ подавлялись как кадмиевым фильтром, так и установкой высокого порога регистрации. Выполнялся анализ ионизационных потерь только ядра  ${}^4\text{He}$ .

### ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

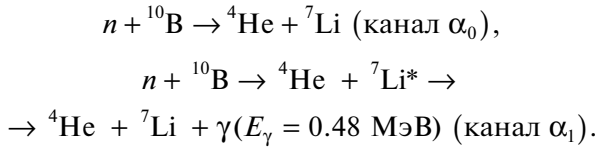
Электроны с фиксированной энергией в диапазоне от 5 до 8 МэВ из линейного ускорителя ЛУЭ-8 создавали в вольфрамовой мишени тормозной спектр гамма-квантов. Для генерации нейтронов этот спектр падал на мишень из бериллия [3]. Так как порог рождения нейтронов при взаимодействии  $\gamma$ -кванта с ядром на бериллии составляет 1.67 МэВ, то максимальная энергия вылетающих нейтронов  $E_{n\max}$  может быть от 3.13 до 5.77 МэВ в зависимости от энергии электронов. Выводной коллимированный канал нейтронов располагался под углом  $67^\circ$  по отношению к оси пучка электронов. Кадмиевая пластина толщиной 5 мм, установленная перед детектором позволяла снизить общую загрузку медленных нейтронов. Большая часть нейтронов с энергией менее 0.55 эВ поглощалась, а высокий амплитудный порог позволял подавить регистрацию в ПЧДН нейтронов с энергией менее 0.5 МэВ.

### ПОЗИЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ДЕТЕКТОР

Детектор нейтронов [4] выполняет одновременно роль мишени и детектирующей системы. Чувствительный слой  ${}^{10}\text{B}$  толщиной 3 мкм нахо-



дится на стеклянной пластине. Он покрыт слоем алюминия толщиной 0.2 мкм, который служит первым катодом проволочной пропорциональной камеры. Из слоя  $^{10}\text{B}$  под действием нейтрона могут вылетать ядра  $^4\text{He}$  и  $^7\text{Li}$  в результате двух ядерных реакций



Эти ядра затем регистрируются в ионизационной камере с измерением ионизационных потерь в двух ее последовательных чувствительных зазорах [5]. Соотношение выходов этих двух реакций определялось из анализа амплитудных спектров от двух газовых зазоров детектора вместе с моделированием ионизационных потерь ядра  $^4\text{He}$  в газе детектора.

МОДЕЛИРОВАНИЕ

Расчитанные в работе [6] абсолютные значения потоков тормозных фотонов из вольфрамовой мишени для различных энергий электронов, использовались для получения энергетических спектров нейтронов в реакции  $^9\text{Be}(\gamma, n)^8\text{Be}$ . В дальнейшем эти энергетические распределения нейтронов были использованы для расчета кинематики ядер  $^4\text{He}$  для двух исследуемых каналов реакций  $\alpha_0$  и  $\alpha_1$  с вылетом ядра  $^7\text{Li}$  в основном и возбужденном состоянии. При этом для расчетов мы использовали экспериментальную зависимость сечения взаимодействия нейтронов с ядром  $^{10}\text{B}$  в диапазоне от 0.5 до 7 МэВ, взятом из физического справочника [7]. Для этой зависимости мы получили интерполяционные формулы

$$\sigma = 10^{-0.196} \cdot E_n^{-0.5} \text{ при } E_n \leq 0.25 \text{ МэВ,}$$

$$\sigma = \sum_{i=1}^6 A_i e^{\frac{(E_n - B_i)^2}{2w_i^2}} \text{ при } E_n \geq 0.25 \text{ МэВ,} \quad (1)$$

где  $A_1 = 0.93; A_2 = 0.54; A_3 = 0.36; A_4 = 0.3; A_5 = 0.11; A_6 = 0.049; w_1 = 0.32; w_2 = 0.30; w_3 = 0.3; w_4 = 0.45; w_5 = 1.6; w_6 = 6.0; B_1 = 0.40; B_2 = 1.80; B_3 = 2.75; B_4 = 3.70; B_5 = 6.1; B_6 = 15.0$ .

Моделированные спектры ионизационных потерь ядер  $^4\text{He}$  в 1-ом и 2-ом газовом зазоре детектора для двух реакций будем аппроксимировать распределением Рэля

$$f(\Delta E) = A \frac{(\Delta E - \Delta E_0)^2}{w^2} e^{-\frac{(\Delta E - \Delta E_0)}{2w^2}}, \text{ если } \Delta E > \Delta E_0 \quad (2)$$

и  $f(\Delta E) = 0$ , при  $\Delta E < \Delta E_0$

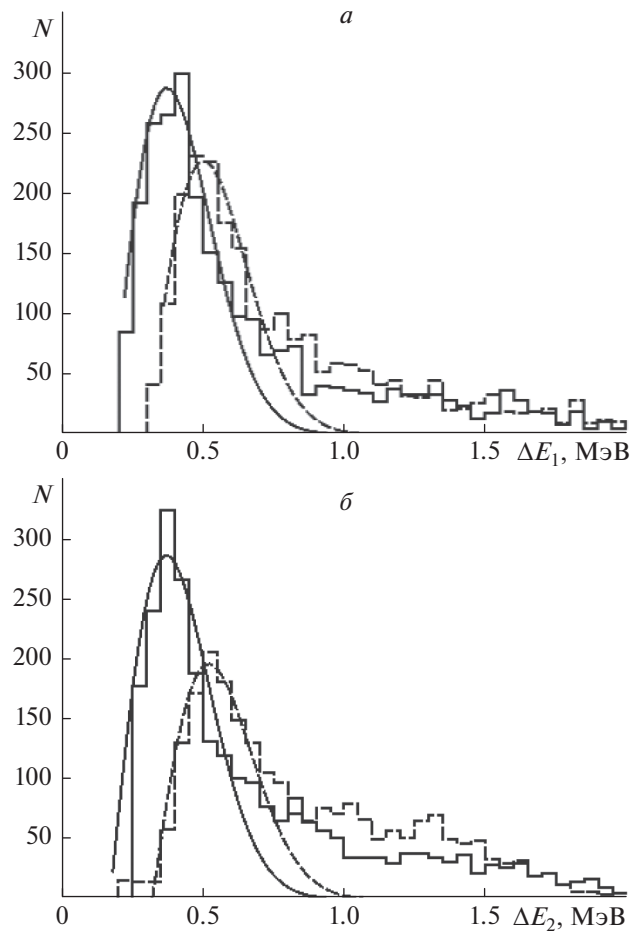


Рис. 1. Расчетные спектры ионизационных потерь ядра  $^4\text{He}$ : в первом (координата “X”) газовом зазоре (а); во втором (координата “Y”) газовом зазоре детектора при энергии нейтронов 3 МэВ. Кривые – аппроксимация: пунктирная линия – канал  $\alpha_0$ , пунктирная линия – канал  $\alpha_1$ .

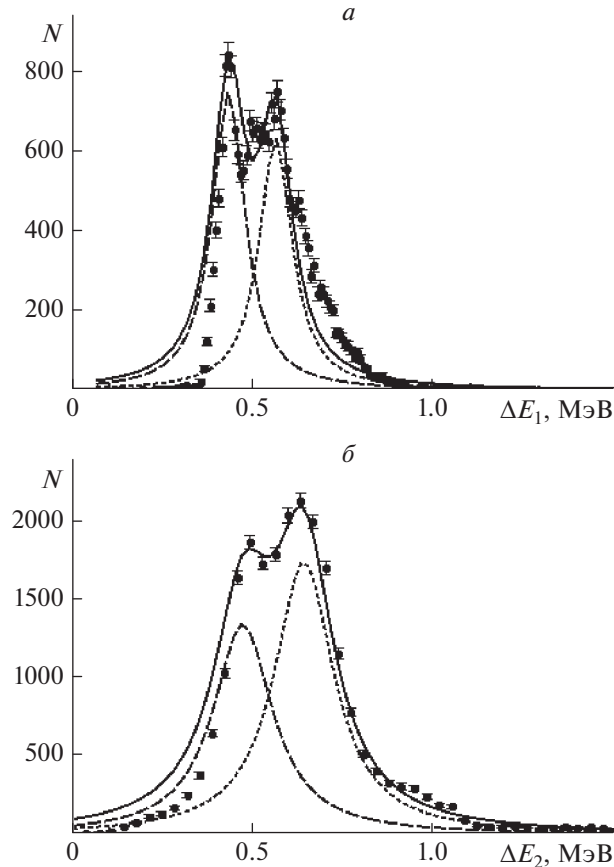
с целью определить положение и высоту пика в распределении  $f(\Delta E)$  для каждой из двух реакций. Положение пика определяется по формуле

$$\Delta E_{\text{пик}} = \Delta E_0 + w_0, \quad (3)$$

а величина  $A$  соответствует площади под кривой функции распределения

$$A = \int_0^{+\infty} f(\Delta E) d(\Delta E). \quad (4)$$

В эксперименте триггер возникает если ионизационный сигнал во втором газовом зазоре превысил амплитудный порог. Расчет показал, что триггер запускается для нейтронов с энергией  $E_n > 0.5$  МэВ. Поэтому при моделировании мы рассматривали только нейтроны с энергией  $E_n > 0.5$  МэВ. На рис. 1 представлены расчетные спектры для первого (рис. 1а) и второго (рис. 1б) газовых зазоров детектора с аппроксимирующими их кривыми при энергии нейтронов  $E_n =$



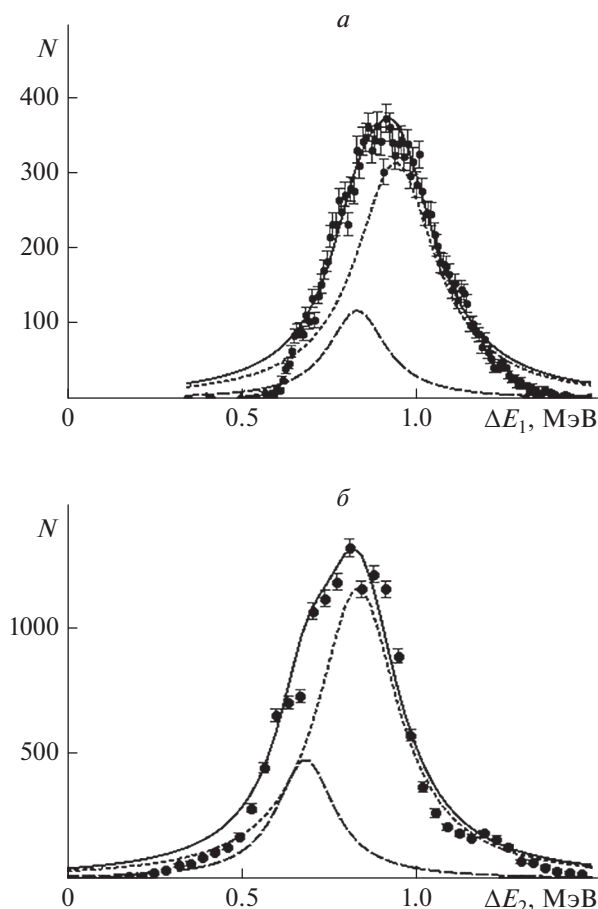
**Рис. 2.** Экспериментальные амплитудные спектры ионизационных потерь: в первом (координата “X”) газовом зазоре (а); во втором (координата “Y”) газовом зазоре детектора для потока с максимальной энергией нейтронов 3.13 МэВ. Кривые – аппроксимация: пунктирная линия – канал  $\alpha_0$ , точечная линия – канал  $\alpha_1$ .

= 3 МэВ. Из расчета определяются параметры этих кривых для двух каналов реакции  $A(\alpha_0)$ ,  $w(\alpha_0)$ ,  $\Delta E_{\text{пик}}(\alpha_0)$ ,  $A(\alpha_1)$ ,  $w(\alpha_1)$  и  $\Delta E_{\text{пик}}(\alpha_1)$ . Экспериментальные спектры также аппроксимировались суперпозицией кривых двух распределений Рэлея в предположении, что положения максимумов в экспериментальных спектрах  $\Delta E_{\text{пик}}^{\text{экс}}(\alpha_0) = \Delta E_{\text{пик}}(\alpha_0)$  и  $\Delta E_{\text{пик}}^{\text{экс}}(\alpha_1) = \Delta E_{\text{пик}}(\alpha_1)$ . При этом были получены экспериментальные величины  $A^{\text{экс}}(\alpha_0)$  и  $A^{\text{экс}}(\alpha_1)$ . Поскольку в эксперименте использовался поток нейтронов в диапазоне энергий от 0.5 МэВ до  $E_{n \text{ max}}$ , то для оценки соотношения выходов реакций  $\alpha_0$  и  $\alpha_1$  величины  $A^{\text{экс}}(\alpha_0)$  и  $A^{\text{экс}}(\alpha_1)$  нормировались на величины  $A(\alpha_0)$  и  $A(\alpha_1)$  в окрестности середины данного диапазона энергий. Неопределенность положения выбранной расчетной точки по энергии мы включили в ошибку измерения. Таким образом, соотношение выходов вычислялось по формуле

$$\omega_{01} = \frac{A^{\text{экс}}(\alpha_0) A(\alpha_1)}{A^{\text{экс}}(\alpha_1) A(\alpha_0)}. \quad (5)$$

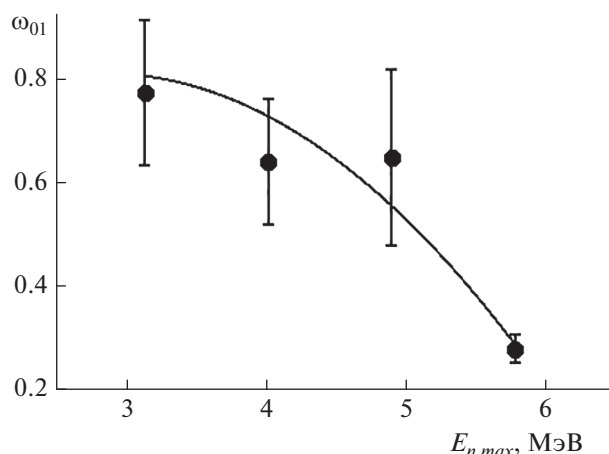
## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Экспериментальные амплитудные спектры демонстрируют поведение, в котором проявляются максимумы, соответствующие потерям ядра  ${}^4\text{He}$  из двух исследуемых каналов реакции  $\alpha_0$  и  $\alpha_1$ . Мы применили ту же вычислительную процедуру для обработки спектров, как и для вычисления параметров расчетных спектров ионизационных потерь. На рис. 2 показаны экспериментальные спектры для первого (рис. 2а) и второго (рис. 2б) газовых зазоров детектора с аппроксимирующими их распределениями Рэлея для максимальной энергии потока нейтронов  $E_{n \text{ max}} = 3.13$  МэВ. Средняя энергия для получения расчетных величин  $A(\alpha_0)$  и  $A(\alpha_1)$  может быть выбрана как  $E_{n \text{ ср}} = 1.5 \pm 0.5$  МэВ. На рис. 3 показаны экспериментальные спектры для первого (рис. 3а) и второго (рис. 3б) зазоров детектора, и кривые аппроксимации для  $E_{n \text{ max}} = 5.77$  МэВ. Среднюю энергию для получения расчетных  $A(\alpha_0)$  и  $A(\alpha_1)$  мы выбрали  $E_{n \text{ ср}} = 2.8 \pm 1.0$  МэВ.



**Рис. 3.** Экспериментальные амплитудные спектры ионизационных потерь: в первом (координата “X”) газовом зазоре (а); во втором (координата “Y”) газовом зазоре детектора для потока с максимальной энергией нейтронов 5.77 МэВ. Кривые – аппроксимация: пунктирная линия – канал  $\alpha_0$ , точечная линия – канал  $\alpha_1$ .

Вычислив величины максимума для полученных кривых каналов  $\alpha_0$  и  $\alpha_1$  и нормируя их на соответствующие расчетные величины, мы получили соотношение выходов двух каналов реакции  $\alpha_0$  и  $\alpha_1$  с испусканием ядра  ${}^7\text{Li}$  в основном и возбужденном ( ${}^7\text{Li}^*$ ) состоянии (рис. 4). Можно видеть спадающий характер отношения  $\omega_{01} = \alpha_0/\alpha_1$  при увеличении максимальной энергии в потоке нейтронов, который объясняет различие в экспериментальных спектрах, показанных на рис. 2 и 3. В дальнейшем мы планируем модернизировать экспериментальную установку, заменив действующий ПЧДН на новый, разрабатываемый в ИЯИ РАН детектор нейтронов, который будет способен определять энергию каждого быстрого нейтрона диапазоне 1–7 МэВ [8]. В результате дальнейших исследований появится возможность не только улучшить точность измерений, но и срав-



**Рис. 4.** Зависимость величины соотношения выходов каналов реакции  $\alpha_0$  и  $\alpha_1$  взаимодействия нейтронов с ядром  ${}^{10}\text{B}$  от максимальной энергии нейтронов в потоке. Кривая линия – аппроксимация.

нить наши результаты с результатами, полученными в [1].

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из анализа расчетных спектров ионизационных потерь ядра  ${}^4\text{He}$  для каналов реакции  $\alpha_0$  и  $\alpha_1$  взаимодействия нейтрона с ядром  ${}^{10}\text{B}$  с вылетом ядра  ${}^7\text{Li}$  в основном и возбужденном состоянии и экспериментальных амплитудных спектров, измеренных для двух зазоров  ${}^{10}\text{B}$ -детектора, получена оценка соотношения выходов  $\omega_{01} = \alpha_0/\alpha_1$ .

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bevilacqua R., Hambsch F.-J., Vidali M. et al.* // EPJ Web Conf. 2017. V. 146. Art. No. 11010.
2. *Potashev S., Drachev A., Burmistrov Yu. et al.* // EPJ Web Conf. 2020. V. 231. Art. No. 05010.
3. *Андреев А.В., Бурмистров Ю.М., Зуев С.В. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 6. С. 824; *Andreev A.V., Burmistrov Yu.M., Zuyev S.V. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 6. P. 748.
4. *Поташев С.И., Бурмистров Ю.М., Драчев А.И. и др.* // Поверхн.: рентген., синхр., нейтрон. иссл. 2018. № 10. С. 108; *Potashev S.I., Burmistrov Yu.M., Drachev A.I. et al.* // J. Surf. Invest.: Xray, Synch. Neutr. Tech. 2018. V. 12. P. 627.
5. *Potashev S., Burmistrov Y., Drachev A. et al.* // KnE Energy. Phys. 2018. P. 115.
6. *Недорезов В.Г., Конобеевский Е.С., Зуев С.В. и др.* // ЯФ. 2017. Т. 80. № 5. С. 423; *Nedorezov V.G., Konobeevski E.S., Zuyev S.V. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2017. V. 80. No. 5. P. 827.
7. *Кикоин И.К.* Таблицы физических величин. М.: Атомиздат, 1976.
8. *Каспаров А.А., Поташев С.И., Афонин А.А. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 5. С. 694.

## Branching ratio of ${}^7\text{Li}$ ground and excited states produced in interaction neutron and ${}^{10}\text{B}$ at 1 MeV above

S. I. Potashev<sup>a, b, \*</sup>, A. A. Kasparov<sup>a</sup>, V. N. Ponomarev<sup>a</sup>

<sup>a</sup>*Institute for Nuclear Research of Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia*

<sup>b</sup>*Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia*

*\*e-mail: potashev@inr.ru*

Branching ratio of  ${}^7\text{Li}$  nucleus ground and excited states produced in neutron and  ${}^{10}\text{B}$  nucleus interaction at 1 MeV above is studied. Neutron detector based on the  ${}^{10}\text{B}$ -layer which served as both target and cathode of wire chamber for detecting secondary nucleus ionization losses is used. Branching ratio of  $n + {}^{10}\text{B} \rightarrow {}^7\text{Li} + {}^4\text{He}$  and  $n + {}^{10}\text{B} \rightarrow {}^7\text{Li} + {}^4\text{He} + \gamma$  reactions is determined using pulse height spectra and correlation from two detector gap signals together with  ${}^4\text{He}$  ionization loss simulation taking into account kinematics of each reaction.

УДК 539.163

**ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИЙ С ВЫЛЕТОМ ПРОТОНОВ НА  $^{179, 180}\text{Hf}$** **© 2022 г. В. А. Желтоножский<sup>1</sup>, М. В. Желтоножская<sup>1, \*</sup>,  
П. Д. Ремизов<sup>1</sup>, А. П. Черняев<sup>1</sup>, В. Н. Яценко<sup>2</sup>**<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, Москва, Россия<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение  
“Государственный научный центр Российской Федерации – Федеральный медицинский биофизический центр  
имени А.И. Бурназяна Федерального медико-биологического агентства России”, Москва, Россия

\*E-mail: zhelton@yandex.ru

Поступила в редакцию 18.04.2022 г.

После доработки 13.05.2022 г.

Принята к публикации 23.05.2022 г.

Измерен выход  $(\gamma, p)$ -реакции для тормозных  $\gamma$ -квантов с граничной энергией 20 МэВ на гафниевых мишенях естественного состава ( $\text{HfO}_2$ ) и обогащенных по изотопу  $^{180}\text{Hf}$ . Эксперименты выполнены путем измерения активности радионуклидов, образующихся в  $(\gamma, p)$ -реакциях на  $^{179, 180}\text{Hf}$  при облучении на ускорителе электронов Varian Trilogy. Впервые измерены средневзвешенные выходы  $(\gamma, p)$ -реакций с тормозными  $\gamma$ -квантами с граничной энергией 20 МэВ на ядрах  $^{179, 180}\text{Hf}$  и определено изомерное отношение выходов  $^{178m, g}\text{Lu}$ . Показано доминирование полупрямых процессов в реакциях с вылетом заряженных частиц.

DOI: 10.31857/S0367676522090344

**ВВЕДЕНИЕ**

Взаимодействие фотонов с атомными ядрами является одним из источников информации для создания завершённой теории атомного ядра. Этот же процесс используется и в различных прикладных задачах гамма-активационного анализа элементного состава материалов и для получения радионуклидных источников. В настоящее время наиболее изучены  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, \gamma)$  в области энергий до 20–30 МэВ [1, 2], тогда как экспериментальные данные о реакциях с вылетом заряженных частиц достаточно ограничены. В первую очередь, это обусловлено тем, что выход ядерных реакций с вылетом заряженных частиц подавлен из-за кулоновского барьера. В тоже время исследование таких реакций представляет значительный интерес для фундаментальной ядерной физики в связи с тем, что для этих реакций можно выделить вклад нестатистических процессов. Особенно эффективна роль таких процессов будет проявляться в области энергий ниже суммарной энергии порога реакции и кулоновского барьера. Исследования фотоядерных реакций на изотопах гафния имеют свои особенности. В ядрах гафния присутствуют  $K$ -запрещённые изомеры, распад которых происходит с изменением  $\Delta K = 8$ . Засе-

ление таких состояний изучалось в фотоядерных реакциях и отмечалось, что выход таких ядер подавлен по сравнению со статистическими расчётами на 2–3 порядка [3, 4]. Поэтому получение новых данных о фотоядерных реакциях с вылетом заряженных частиц является достаточной актуальной фундаментальной задачей. Отметим также, что понимание механизма подобных реакций для гафния имеет и прикладное значение для исследования способов получения перспективного медицинского изотопа  $^{177}\text{Lu}$ . В последние десять лет наблюдается значительный рост количества исследований, связанных с применением  $^{177}\text{Lu}$  в ядерной медицине [5]. Методика лечения опухолей костных тканей и внутренних органов радиофармацевтическими препаратами на его основе является одной из новейших разработок в области ядерной медицины. Его период полураспада составляет 6.7 дня, что идеально соответствует времени, необходимому применяемым терапевтическим препаратам, чтобы удалиться из кровотока и накопиться в патологических очагах. Малость средней энергии испускаемых  $^{177}\text{Lu}$  электронов (всего 133.6 кэВ) выделяет его на фоне других радионуклидов и отражается в том, что излучение изотопа, накопившегося рядом с пато-

логическими клетками, повреждает лишь близлежащие клетки, не нанося урон отдаленным здоровым. Главной особенностью  $^{177}\text{Lu}$  являются  $\gamma$ -линии 113 и 208 кэВ, энергии которых соответствуют излучению используемых в радионуклидной диагностике изотопов и наиболее оптимальны для регистрации диагностическим оборудованием. Ни один другой из ныне разработанных изотопов не обладает всеми тремя этими преимуществами. Поэтому исследование новых каналов получения этого перспективного радионуклида является востребованной задачей.

Нами в данной работе продолжают исследование механизмов реакций с вылетом заряженных частиц на различных изотопах гафния и представлены результаты исследований по измерению выхода  $(\gamma, p)$ -реакции для тормозных  $\gamma$ -квантов с граничной энергией 20 МэВ.

### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились путем измерения активности радионуклидов, образующихся в  $(\gamma, p)$ -реакциях на  $^{179}, ^{180}\text{Hf}$  при облучении на ускорителе электронов Varian Trilogy гафниевых мишеней тормозными  $\gamma$ -квантами с граничной энергией 20 МэВ. Облучалась сборка мишеней гафния ( $\text{HfO}_2$ ) естественного состава и обогащенного по изотопу  $^{180}\text{Hf}$  (94.3%), а также естественного тантала. Размеры мишеней были  $2.0 \times 2.0$  см, масса мишеней составляла: естественный гафний – 2.0 г,  $^{180}\text{Hf}$  – 433 мг, естественный тантал – 733 мг. Мишени были упакованы в алюминиевый контейнер размерами  $2.0 \times 2.0 \times 0.3$  см. Танталовая мишень использовалась в качестве мониторинговой мишени для расчета интегрального потока тормозных  $\gamma$ -квантов. Время облучения составляло 40 мин. В качестве тормозной мишени использовалась вольфрамовая мишень. Поток электронов на тормозной мишени достигал 100 нА.

Облученные мишени исследовались на полупроводниковых спектрометрах с детекторами из сверхчистого германия Ortec и Canberra. Энергетическое разрешение спектрометров составило 1.2 кэВ на  $\gamma$ -линиях 200–300 кэВ. Фрагменты  $\gamma$ -спектров приведены на рис. 1. При облучении естественного гафния образуются радионуклиды:  $^{178m}\text{Lu}$  ( $T_{1/2} = 23$  мин),  $^{179}\text{Lu}$  ( $T_{1/2} = 4.9$  ч) и  $^{180m}\text{Hf}$  ( $T_{1/2} = 5.5$  ч). Все эти радионуклиды распадаются с испусканием  $\gamma$ -квантов с энергиями 213.4, 214.3 и 215.3 кэВ. Использование программного кода WinSpectrum [6] позволило разделить вклады этих  $\gamma$ -переходов путем вписывания в них “табличной”  $\gamma$ -линии, сформированной из одиночной  $\gamma$ -линии в измеренном спектре. Эти данные

необходимы для оценки коэффициентов ослабления интенсивности  $\gamma$ -переходов в относительно толстых мишенях для  $^{179}\text{Lu}$ , так как его распад идет в основном через  $\gamma$ -линию с энергией 214.3 кэВ. Для других радионуклидов присутствуют соизмеримые по интенсивности переходы с энергией 326, 426, 445 кэВ, и из их соотношения рассчитываются коэффициенты ослабления. Как видно в  $\gamma$ -спектрах надежно выделены радионуклиды из  $(\gamma, n)$ -реакции на  $^{174}\text{Hf} - ^{173}\text{Hf}$  ( $T_{1/2} = 23.6$  ч,  $\gamma$ -линия 397 кэВ), из  $(\gamma, p)$ -реакции на  $^{179}\text{Hf} - ^{178m}\text{Lu}$  ( $T_{1/2} = 23$  мин,  $\gamma$ -линии 213, 326 и 426 кэВ),  $^{178g}\text{Lu}$  ( $T_{1/2} = 28$  мин,  $\gamma$ -линия 1340 кэВ), из  $(\gamma, p)$ -реакции на  $^{180}\text{Hf} - ^{179}\text{Lu}$  ( $T_{1/2} = 4.9$  ч,  $\gamma$ -линия 214 кэВ). Также надежно выделена активность  $^{180g}\text{Ta}$  ( $T_{1/2} = 8.1$  ч,  $\gamma$ -линия 103 кэВ). Для определения средневзвешенных по тормозному спектру интегралов сечений исследуемых реакций необходимо знать потоки тормозных  $\gamma$ -квантов на мишенях.

Взвешенные по спектру интеграл сечения реакции на мониторинговой мишени тантала  $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$  определялся в результате свертки табличных значений сечения этих реакций для монохроматических  $\gamma$ -квантов с шагом 1 МэВ с относительными величинами моделированного в Geant4 [7] спектра тормозных  $\gamma$ -квантов (см. рис. 2) по формуле, бн:

$$Y^{\text{инт}} = \frac{\sum_{i=1}^N \sigma_i \varphi_i}{\sum_{i=1}^N \varphi_i}, \quad (1)$$

где  $\sigma_i$  – табличные значения сечений реакций на мониторинговых мишенях для монохроматических  $\gamma$ -квантов;  $\varphi_i$  – относительные величины потока, моделированного в Geant4 спектра тормозных  $\gamma$ -квантов, приведенные к пороговым величинам реакций на мониторинговых мишенях. При облучении геометрия мишеней учитывается в самом программном коде Geant4, то есть учитывается ослабление потока для низкоэнергетических тормозных  $\gamma$ -квантов. При выборе табличных значений необходимо предварительно оценить имеющиеся экспериментальные данные о  $(\gamma, n)$ -реакции на тантале. Анализ этих данных и сравнение их с расчетами с использованием программного кода Talys-1.9 показал, что результаты, полученные в работе [8], лучше всего коррелируют с теоретическими расчетами. На рис. 2б приведены экспериментальные сечения  $(\gamma, n)$ -реакции и расчетные значения.

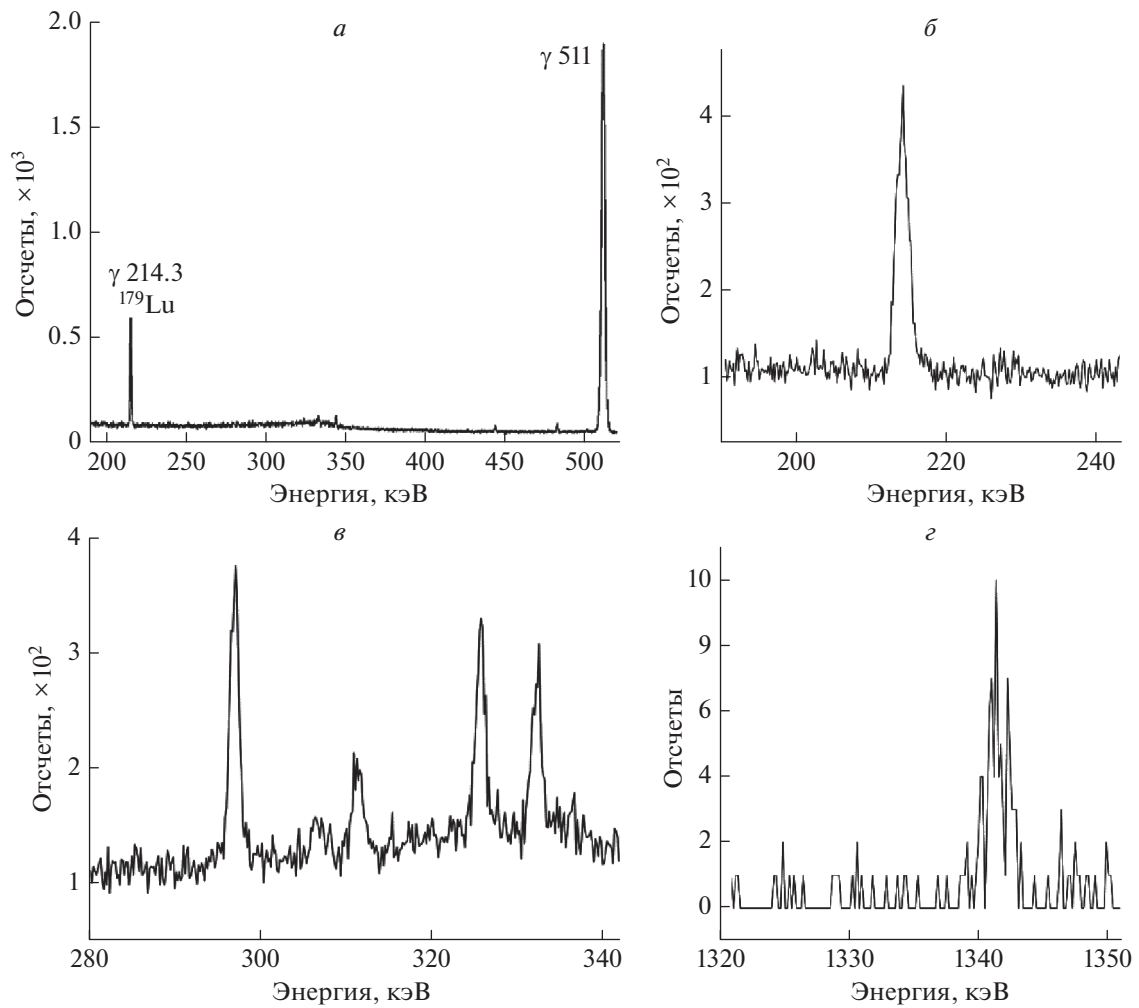


Рис. 1. Фрагменты гамма-спектров облученных мишеней: обогащенной по  $^{180}\text{Hf}$  (а), естественного гафния (б–з).

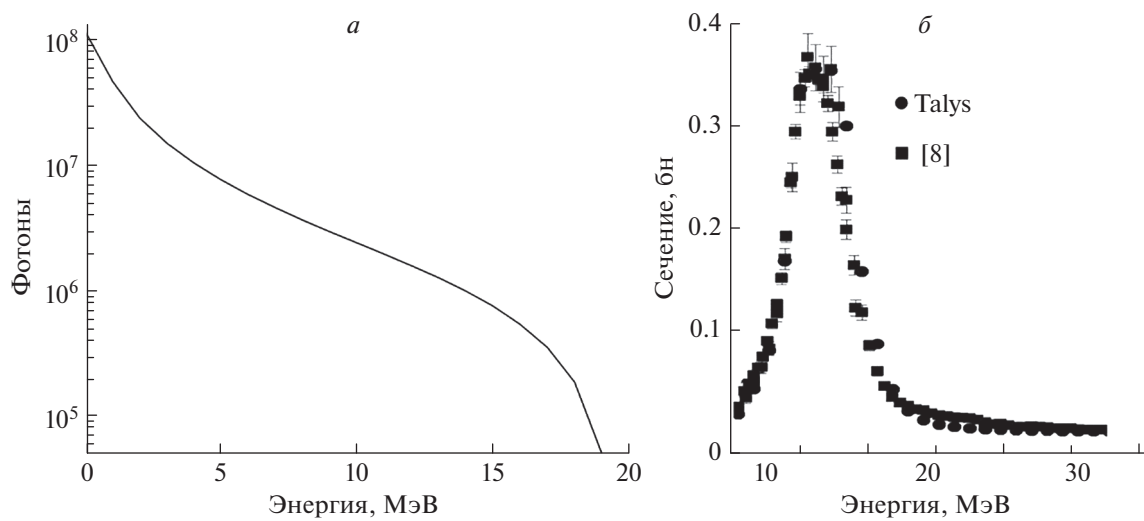


Рис. 2. Смоделированный спектр тормозных  $\gamma$ -квантов для величин энергии электронов 20 МэВ с использованием программного кода Geant4 (а), значения сечений реакции  $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$  для монохроматических  $\gamma$ -квантов (б).

**Таблица 1.** Результаты измерений интегральных выходов ( $\gamma, p$ )-реакций

Реакция/ $E_{\text{пор}}$ , МэВ	Эксп., мкб $B_k = 0$	Теор., мкб/ $B_{\text{изоспин}}$ , МэВ	Talys-1.9, мкб $B_k = 0$	$(\gamma, n)$ , мб/ $E_{\text{пор}}$ , МэВ
$^{179}\text{Hf}(\gamma, p)^{178\text{m}}\text{Lu}/7.4$	103(10)	146(15)/6.2	0.13	116/6.1
$^{180}\text{Hf}(\gamma, p)^{179\text{m}+g}\text{Lu}/8.0$	465(50)	144(15)/6.3	0.2	151/7.4

После этого рассчитывались потоки тормозных  $\gamma$ -квантов по формуле,  $n_{\gamma}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ :

$$F = \frac{S\lambda A}{(1 - e^{-\lambda t_{\text{обл}}})e^{-\lambda t_{\text{охл}}}(1 - e^{-\lambda t_{\text{изм}}})\xi k \eta Y^{\text{инт}} N_A m}, \quad (2)$$

где  $S$  – площади фотопиков, соответствующие распаду  $^{180}\text{Ta}$ ;  $\eta$  – квантовый выход  $\gamma$ -квантов при распаде  $^{180}\text{Ta}$ ;  $\xi$  – эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов, сопровождающих распад ядер продуктов реакций на мониторных мишенях;  $t_{\text{обл}}$ ,  $t_{\text{охл}}$ ,  $t_{\text{изм}}$  – времена облучения, охлаждения и измерения, соответственно (с);  $k$  – коэффициенты самопоглощения  $\gamma$ -квантов распада. Они рассчитываются после моделирования реальных облучаемых мишеней в программном коде MCNP [9]. Рассчитывается эффективность регистрации нужных  $\gamma$ -линий для точечной ( $\epsilon_t$ ) и реальной ( $\epsilon_p$ ) мишеней и вводится поправка на самопоглощение  $k = \epsilon_p/\epsilon_t$ . При этом эффективность регистрации для точечной мишени совпадает с экспериментальной, полученной с помощью калибровочных точечных источников;  $N_A = 6.02 \cdot 10^{23}$  – число Авогадро;  $Y^{\text{инт}}$  – взвешенный по спектру интеграл сечений реакции  $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ , рассчитанный согласно (1) (мбн);  $m$  – масса мишени тантала на единицу площади ( $\text{г}/\text{см}^2$ );  $A = 181$  – массовое число атомов тантала (а.о.м.);  $\lambda$  – постоянная распада  $^{180}\text{Ta}$  ( $\text{с}^{-1}$ ).

Как уже обсуждалось выше, в спектрах при облучении естественного гафния надежно выделены активности  $^{173}\text{Hf}$  в ( $\gamma, n$ )-реакции на  $^{174}\text{Hf}$ . Эту реакцию также можно использовать в качестве мониторинговой мишени. К сожалению, экспериментальные данные об этой реакции в диапазоне энергий до 20 МэВ отсутствуют, поэтому нами рассчитана функция возбуждения ( $\gamma, n$ )-реакции с помощью программного кода Talys-1.9 и эти значения использовались для определения потоков тормозных  $\gamma$ -квантов. Отметим, что для тяжелых ядер в области гигантского дипольного резо-

нанса (ГДР) этот программный код описывает функции возбуждения с высокой точностью. Использование “внутреннего” монитора потоков важно из-за возможной неоднородности мишени из порошкообразного  $\text{HfO}_2$ .

Статистическая погрешность в наших измерениях была менее 5%. Кривая эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов измерена также с точностью лучше 5%. В тоже время моделирование спектра тормозных  $\gamma$ -квантов на облучаемой сборке мишеней достаточно сложная задача. Наши оценки показывают, что если использовать тормозной спектр в области ГДР, то погрешность не превышает 5%, а при использовании фрагментов тормозного спектра в области, большей 16 МэВ погрешность увеличивается и достигает 10%.

## ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные результаты измерений интегральных выходов ( $\gamma, p$ )-реакций приведены в табл. 1. Для определения выхода  $^{178}\text{Lu}$  нами были измерены изомерные отношения выходов  $^{178\text{m}, g}\text{Lu}$ . Активность основного состояния  $^{178}\text{Lu}$  определялась по выходу  $\gamma$  1340 кэВ (см. рис. 1). Было получено, что  $Y_m/Y_m + Y_g = 0.26 \pm 0.02$ . Для оценки механизмов исследуемых реакций нами проведено моделирование этих процессов с использованием программного кода Talys-1.9. Параметры моделирования с помощью этого кода изложены в [10, 11]. С помощью этого кода исследуется, в основном, статистические и предравновесные процессы. Нами для теоретических расчетов определялись сечения реакций для монохроматических  $\gamma$ -квантов на каждом изотопе с шагом 1 МэВ. И далее по формуле (1) рассчитывались средневзвешенные сечения выходов ( $\gamma, p$ )-реакций. Результаты представлены в таблице 1. Как видно, вклад статистических процессов не превышает 0.1–0.2%. Эти результаты явно указывают на доминирующую роль нестатистических про-



цессов. Оценки роли прямого канала из работы [12, 13] показывают, что его вклад может увеличить вероятность  $(\gamma, p)$ -реакции до 4–6% для тяжелых ядер [14]. Однако, и даже в предельном случае для этого подхода увеличение средневзвешенных сечений не превышает 10–20 мкбн.

Нами рассмотрена роль полупрямых процессов для тяжелых ядер (см. [15]). Для понимания природы фотоядерных реакций при таком подходе используется влияние изоспина на вероятность этого процесса. Состояние атомных ядер характеризуется квантовым числом изоспина ( $T$ ). Это квантовое число является следствием инвариантности нуклон-нуклонных сил к замене нейтрона на протон и наоборот. Состояние атомных ядер могут иметь изоспин  $T$  в интервале  $T_0 = |N - Z/2|$  до  $A/2$ . Для  $N \neq Z$  фотоны могут возбуждать состояние с двумя изоспинами  $T = T_0$  или  $T = T_0 + 1$ . Для средних и тяжелых ядер можно приближенно считать, что фотонейтронное сечение, связанное с  $T = T_0$ , а фотопротонное связано с  $T = T_0 + 1$ . И в этом случае:

$$\frac{Y(\gamma, p)}{Y(\gamma, n)} = \frac{1 - 1.5T_0A^{-2/3}}{T_0(1 + 1.5A^{-2/3})}. \quad (3)$$

При расчете выходов  $(\gamma, p)$ -реакции необходимо также учитывать сдвиг центра тяжести выхода  $(\gamma, p)$ -реакции ( $\Delta E_T$ ). Как правило смещение ( $\Delta E_T$ ) описывается формулой:

$$\Delta E_T = \frac{60(T_0 + 1)}{A}, \text{ (МэВ)} \quad [15]. \quad (4)$$

Используя эти выражения и рассчитанный тормозной спектр, нами определены средневзвешенные выходы для такого подхода, представленные в таблице. Как видно, полученная величина  $Y$  для реакции  $^{179}\text{Hf}(\gamma, p)$  хорошо воспроизводит экспериментальные данные. Ошибки в теоретических расчетах обусловлены погрешностями в выходах тормозных  $\gamma$ -квантов для разных энергий. Расчетные данные занижены в три раза для  $^{180}\text{Hf}(\gamma, p)$  реакции. Однако, они намного ближе к экспериментальным значениям по сравнению с другими расчетами. Одной из возможных причин этих расхождений может быть неоднозначность в величине сдвига центра тяжести выхода  $(\gamma, p)$ -реакции. Учет сил спаривания может смещать это положение на 1–1.5 МэВ. А это увеличивает средневзвешенный выход более, чем в два раза. Вообще, точное определение величины расщепления ГДР связано с вкладом коллективного и квазичастичного движения, что может приводить к значительным колебаниям в выходах  $(\gamma, p)$ -реакций для четно-четных и нечетных ядрах.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами впервые измерены средневзвешенные выходы  $(\gamma, p)$ -реакций с тормозными  $\gamma$ -квантами с граничной энергией 20 МэВ на ядрах  $^{179, 180}\text{Hf}$ . Впервые измерено изомерное отношение выходов  $^{178m.g}\text{Lu}$ . Показано доминирование полупрямых процессов в реакциях с вылетом заряженных частиц.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-22-20119).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Гангерский Ю.П., Мазур В.М.* // ЭЧАЯ. 2002. Т. 33. № 3. С. 158.
2. *Ditrich S., Berman B.* // Atom. Data Nucl. Data Tables. 1988. V. 38. No. 2. P. 199.
3. *Zheltonozhsky V.A., Savrasov A.M.* // Nucl. Instrum. Meth. B. 2019. V. 456. P. 116.
4. *Zheltonozhsky V., Savrasov A.* // Nucl. Instrum. Meth. B. 2019. V. 438. P. 20.
5. *de Jong M., Breeman W.A.P., Valkema R. et al.* // J. Nucl. Med. 2005. V. 46. Suppl. 1. Art. No. 13S.
6. *Желтоножская М.В., Желтоножский В.А., Мызников Д.Е. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 10. С. 1446; *Zheltonozhskaya M.V., Zheltonozhsky V.A., Myznikov D.E. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 10. P. 1122.
7. *Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. A. 2003. V. 506. P. 250.
8. *Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н. и др.* // ЯФ. 2013. Т. 76. № 11. С. 1484; *Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2013. V. 76. No. 11. P. 1403.
9. *Briesmeister J.F.* MCNP – A general Monte Carlo N-particle transport code. Los Alamos National Laboratory Report: LA-12625-M, 989, 1997.
10. *Duijvestijn C.* // Proc. Intern. Conf. Nucl. Data Sci. Techn. 2005. Art. No. 1154.
11. *Herman M., Capote R., Carlson B.V. et al.* // Nucl. Data Sheets. 2007. V. 108. P. 2655.
12. *Weinstock E.V., Halpern J.* // Phys. Rev. 1954. V. 94. P. 1651.
13. *Wilkinson D.H.* // Physica. 1956. V. 22. P. 1039.
14. *Желтоножский В.А., Желтоножская М.В., Саврасов А.В. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 8. С. 1116; *Zheltonozhsky V.A., Zheltonozhskaya M.V., Belyshev S.S. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 8. P. 923.
15. *Ишханов Б.С., Капитонов И.М.* // УФН. 2021. Т. 191. № 2. С. 147; *Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M.* // Phys. Usp. 2021. V. 64. No. 2. P. 141.

**Study of reactions with a proton escape for  $^{179, 180}\text{Hf}$** **V. A. Zheltonozhskiy<sup>a</sup>, M. V. Zheltonozhskaya<sup>a, \*</sup>, P. D. Remizov<sup>a</sup>, A. P. Chernyaev<sup>a</sup>, V. N. Yatsenko<sup>b</sup>**<sup>a</sup> *Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia*<sup>b</sup> *Russian State Research Center – Burnasyan Federal Medical Biophysical Center of Federal Medical Biological Agency of Russia, Moscow, 123098 Russia**\*e-mail: zhelton@yandex.ru*

Studies have been carried out to measure the yield of the  $(\gamma, p)$ -reaction for bremsstrahlung  $\gamma$ -quanta with the 20 MeV boundary energy on hafnium targets of natural composition ( $\text{HfO}_2$ ) and enriched in the isotope  $^{180}\text{Hf}$ . The experiments were executed by measuring the activity of radionuclides formed in  $(\gamma, p)$ -reactions at  $^{179, 180}\text{Hf}$  irradiated with a Varian Trilogy electron accelerator. The weighted average yields of  $(\gamma, p)$ -reactions with 20 MeV bremsstrahlung  $\gamma$ -quanta on  $^{179, 180}\text{Hf}$  nuclei and the isomeric ratio of the yields of  $^{178m, g}\text{Lu}$  have been measured for the first time. As a result, the dominance of semi-direct processes in reactions with the emission of charged particles is shown.

УДК 550.835.212

## ОЦЕНКА ПОТОКА НЕЙТРОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ СПАЛЛЕЙШН НА СИНХРОТРОНЕ ПИЯФ

© 2022 г. И. Е. Алексеев<sup>1</sup>, С. Е. Белов<sup>1</sup>, К. В. Ершов<sup>1, 2, \*</sup><sup>1</sup>Акционерное общество “Радиевый институт имени В.Г. Хлопина”, Санкт-Петербург, Россия<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение

“Петербургский институт ядерной физики имени Б.П. Константинова”

Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”, Гатчина, Россия

\*E-mail: ershov.k@khlopin.ru

Поступила в редакцию 18.04.2022 г.

После доработки 13.05.2022 г.

Принята к публикации 23.05.2022 г.

С использованием внутренней мишени, размещенной в камере синхротрона в качестве источника нейтронов и замедлителей были созданы области с разной “температурой” нейтронов. Поток нейтронов измерены с помощью мониторов (тонких пленок) с последующим анализом при помощи гамма-спектрометра с HPGe детектором. При планировании эксперимента перенос нейтронов был рассчитан методом Монте-Карло.

DOI: 10.31857/S0367676522090046

### ВВЕДЕНИЕ

Синхротрон – это очень универсальный инструмент для исследований в различных областях науки, таких как ядерная физика, физика твердого тела, аналитическая химия, биология и т.д. Одним из важных применений синхротрона является использование потока нейтронов, получаемого в результате реакции спаллейшн. Такой источник имеет ряд преимуществ перед другими источниками нейтронов. Используя реакцию спаллейшн, можно получить нейтроны высокой энергии до 1 ГэВ (для синхротрона PNPI). Второе важное преимущество (наличие стартового сигнала) не использовалось в этой работе, но используется в эксперименте на установке ГНЕЙСС.

Эксперимент проводился во время работы стенда GNEISS [1] и использовал только внутреннюю мишень из его оборудования. В нашем эксперименте замедлитель и мониторы расположены непосредственно под свинцовой мишенью (см. рис. 1). В качестве источника нейтронов в эксперименте используется внутренняя мишень в виде свинцового кирпича, на которую периодически направляется протонный пучок с энергией протонов 1 ГэВ. Над мишенью находится полиэтиленовый замедлитель, который необходим для некоторых других экспериментов. Длительность всего отклоненного протонного пучка составляет – 10 нс при частоте повторения  $\leq 50$  Гц.

Внутренний ток – 2.3 мкА (достигнуто максимальное значение – 3.3 мкА), а количество ускоренных протонов –  $3 \cdot 10^{11}$  протонов в импульсе ( $1.5 \cdot 10^{13}$  в секунду). При расщеплении от ядра свинца отделяется сразу несколько нейтронов, в этой конфигурации среднее значение множественности нейтронов составляет около 20. Таким образом, этот источник дает  $3 \cdot 10^{14}$  нейтронов в секунду в 4 $\pi$ -геометрии.

Перед началом эксперимента были проведены предварительные расчеты потока нейтронов методом Монте-Карло.

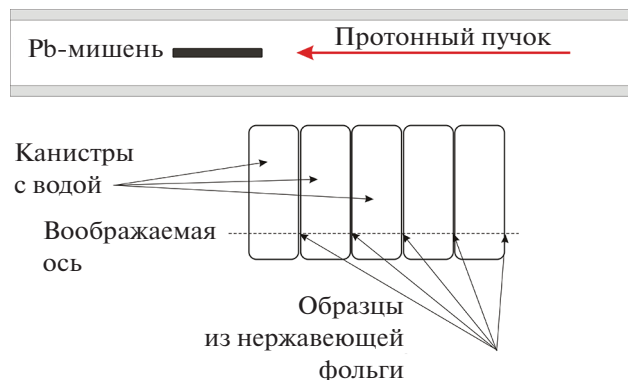
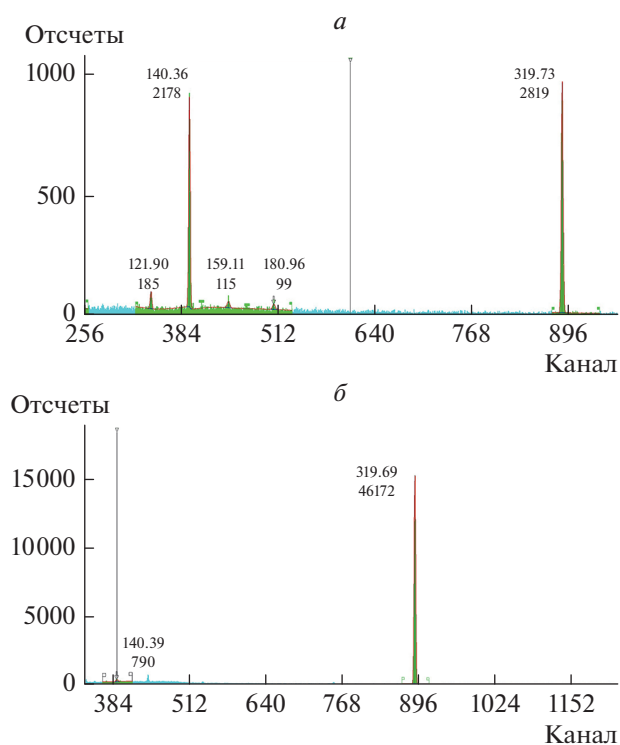


Рис. 1. Схема эксперимента.



**Рис. 2.** Примеры спектров гамма-излучения: с наименьшим соотношением площадей линий  $^{51}\text{Cr}/^{99m}\text{Tc}$  (1.29) (а), с наибольшим (58.4) (б).

Первоначальной целью эксперимента было найти оптимальную конфигурацию замедлителя для активационного анализа. Для этой задачи оптимально получить как можно больший поток тепловых нейтронов с как можно меньшей примесью нейтронов высокой энергии. Лучшим решением этой проблемы является реактор на тепловых нейтронах. Но если реактора нет, но есть действующая установка спалейшн, то это также очень хороший источник нейтронов для нейтрон активационного анализа. В этой статье мы покажем, что во время работы установки GNEISS можно одновременно проводить эксперимент, как по активационному анализу, так и другие, которые используют преимущества этой установки.

## ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА НА СИНХРОТРОНЕ

Для эксперимента использовалось несколько типов замедлителей, но наиболее удобным и эффективным оказался самый простой – набор прямоугольных 24-литровых канистр, размещенных непосредственно под мишенью. Канистры были подобраны таким образом, чтобы занимать почти

все пространство под камерой по высоте. Канистры были расположены перед мишенью, чтобы уменьшить поток протонов, проходящий через мониторы. В качестве мониторов мы использовали отожженную нержавеющую фольгу толщиной 25 мкм, которая была прикреплена к резервуарам клейкой лентой в одном и том же положении относительно канистры.

После облучения фольги исследовались с помощью гамма-спектрометра с детектором HPGe. Эксперимент продолжался 104 ч. Время экспозиции составило 374440 с. Измерения были начаты через день после остановки ускорителя. Время задержки составило 64 ч.

## ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РАССЧЕТЫ

Для расчета потока нейтронов и оценки активности образцов использовался программный пакет RNiTs. Ранее этот пакет хорошо зарекомендовал себя при расчете переноса потоков нейтронов от плутоний-бериллиевый источник через различные замедлители и при моделировании детекторов He-3, а также для учета геометрии неточечных источников альфа- и гамма-спектрометрии. По результатам расчетов была дана следующая оценка: для получения потока тепловых нейтронов с примесью высокоэнергетических (нетепловых) нейтронов не более 1% необходимо установить 5 канистр с легкой водой, активность фольги площадью 0.5 мм<sup>2</sup> составит от нескольких десятков до нескольких сотен Бк. Более точная оценка была затруднена из-за того, что точное положение свинцовой мишени неизвестно.

## ПРЕЦИЗИОННАЯ ГАММА-СПЕКТРОМЕТРИЯ С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМ ДЕТЕКТОРОМ

Для исследований продуктов ядерных реакций (экспериментальные спектры показаны на рис. 2) и определение состава образцов методом рентгенофлуоресцентного анализа (для возбуждения рентгеновских линий использовалось тормозное излучение от источника Sr-90), использовался твердотельный гамма-спектрометр, содержащий детекторы HPGe GX1018 (энергетическое разрешение при фотопике 88 кэВ не хуже 0.620 кэВ, при фотопике 1332 кэВ не хуже 1.600 кэВ) и детектор GUL0035 (энергетическое разрешение при фотопике 5.9 кэВ не хуже 130 эВ), а также цифровой анализатор LYNX (Canberra Industries Inc., США).

Энергетическая калибровка спектрометра, основанная на эффективности детектирования гамма-излучения определенной энергии, была выполнена с высокой точностью (с погрешностью

не более 3.0%) с использованием источников, радиоактивность которых была определена следующими абсолютными методами:

– метод 2л-альфа-счетчика:  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{227}\text{Ac}$  и  $^{228}\text{Th}$  (в условиях радиоактивного равновесия между родительскими и дочерними продуктами);

– метод 4л-гамма-счетчика: точечные источники  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{228}\text{Th}$  и некоторые другие, которые были сертифицированы в качестве стандартов вторичных источников в Российской Федерации;

– метод совпадений рентгеновского, бета- и гамма-излучений в схемах распада радионуклидов, входящих в набор эталонных спектрометрических радиочастотных стандартных источников гамма-излучения.

Результаты измерений обрабатывались с помощью программного комплекса Genie-2000 (разработан компанией Canberra Industries, США).

### АНАЛИЗ ДАННЫХ

В результате рентгенофлуоресцентного анализа был получен следующий состав фольги: Fe – 61%; Cr – 26%; Ni – 7%; Mo – 6%. Железо содержит четыре стабильных изотопа Fe-54, 56, 57, 58. Распространенность изотопов составляет 5.8, 91.8, 2.1 и 0.3% соответственно. Хром также имеет четыре стабильных изотопа: Cr-50, 52, 53, 54 (распространенность: 4.3, 83.8, 9.5 и 2.4% соответственно). Никель имеет пять стабильных изотопов: Ni-58, 60, 61, 62, 64. Их распространенность: 68.0, 26.2, 1.1, 3.6 и 0.9% соответственно. Молибден имеет семь стабильных изотопов: Mo-92–98, 100. Их распространенность: 14.5, 9.2, 15.8, 16.7, 9.6, 24.4 и 9.8% соответственно [5]. Поскольку энергия нейтронов в этом эксперименте может принимать значения от 0.025 эВ до 1 ГэВ, то может быть много реакций, таких как (n,  $\gamma$ ), (n, 2n), (n, d) и так далее. Казалось бы, должен быть очень сложный спектр с большим количеством перекрывающихся линий, который трудно анализировать. Фактически же, в результате большинства реакций (n,  $\gamma$ ) образуются стабильные изотопы, а поперечное сечение других вышеупомянутых реакций намного меньше. Значительная часть продуктов реакции оказывается настолько недолговечной, что к моменту измерений эти ядра распались. В результате в спектрах образцов две линии были значительно более интенсивными, чем остальные, и их соотношение зависело от положения образца при облучении.

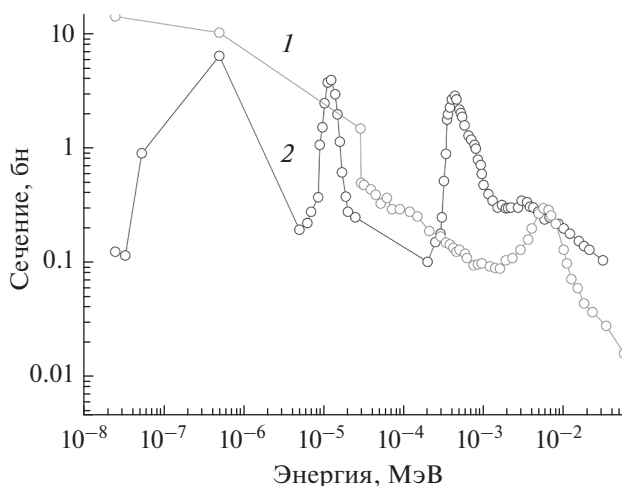
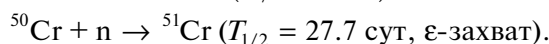
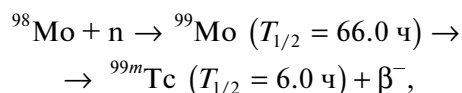


Рис. 3. Поперечное сечение реакций  $^{50}\text{Cr} + n \rightarrow ^{51}\text{Cr}$  (1) и  $^{98}\text{Mo} + n \rightarrow ^{99}\text{Mo}$  (2).

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОЦЕНТНОГО СОДЕРЖАНИЯ $^{240}\text{Pu}$ И ЕГО УДЕЛЬНОЙ АКТИВНОСТИ В РАСТВОРЕ

Линии были коррелированы с изотопами  $^{99m}\text{Tc}$  и  $^{51}\text{Cr}$ . Эти два изотопа образуются в следующих ядерных реакциях [6]:



Сечения этих реакций зависят от энергии, как показано на рис. 3. Несмотря на сложное поведение зависимости этих сечений от энергии, из имеющихся спектров можно сделать определенные выводы. Повторные измерения были проведены через несколько дней, чтобы убедиться в правильности идентификации линий (по периоду полураспада). Активность определяли по гамма-спектрам образцов, а поток определяли по формуле:

$$\text{Поток (флюенс)} = \frac{IM_{\text{я}} e^{\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t_3}}{mk\sigma N_A \left(1 - e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t_3}\right)},$$

где  $I$  – парциальная активность изотопа в мониторе;  $M_{\text{я}}$  – масса ядра материнского изотопа в атомных единицах массы;  $T_{1/2}$  – период полураспада дочернего изотопа;  $t_3$  – время задержки измерения после остановки синхротрона;  $t_3$  – время облучения образца в нейтронном потоке;  $m$  – масса образца;  $k$  – произведение содержания со-

**Таблица 1.** Пороговые реакции для различных энергий

Реакция	Порог реакции, МэВ	Период полураспада
$^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$	1.0	71.3 сут
$^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$	1.1	312.6 сут
$^{90}\text{Zr}(n,p)^{90}\text{Y}$	3.5	64.4 ч
$^{55}\text{Mn}(n,p)^{54}\text{Mn}$	10.4	312.6 сут
$^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$	12.5	36.0 ч

ответствующего элемента и процентного содержания в нем материнского изотопа;  $\sigma$  – сечение реакции материнское ядро + нейтрон;  $N_A$  – число Авогадро. Поскольку сечение реакций зависит от энергии, это выражение превращается в интегральное уравнение, которое может быть решено, например, методом Монте-Карло. Постулируя геометрию эксперимента и учитывая различные разумные допущения для распределения энергии потока, модулируя эти конфигурации в пакете PHITS, можно оценить поток нейтронов для образца, наиболее удаленного от цели, со скоростью  $10^8$  частиц в секунду с примесью нейтронов высокой энергии не более 1%.

### ДАЛЬНЕЙШИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

После эксперимента стало очевидно, что, изменив конфигурацию замедлителя, можно получить распределение энергии потока нейтронов, соответствующее любым существующим и проектируемым реакторам, а также тем, которые в реакторах получить в принципе невозможно. Поэтому очевидно, что этот стэнд можно использовать для проведения экспериментов по трансмутации.

Вторая перспективная область связана с использованием данных, полученных в этих экспериментах, для проверки и сравнения моделей ядерной физики, используемых в пакете PHITS (и, возможно, других), особенно в областях, где отсутствуют ядерные данные.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Первоначальная цель эксперимента была достигнута. Была выбрана конфигурация замедлителя, позволяющая проводить нейтронно-активационный анализ, был оценен поток нейтронов. Однако для определения средней энергии потока

нейтронов в тех случаях, когда она существенно отличается от тепловой, например, для экспериментов по трансмутации или сравнения моделей ядерной физики, желательно использовать фольги, изготовленные из простых веществ высокой чистоты, и усовершенствовать методику расчета.

В дальнейших экспериментах для анализа энергетического состава потока нейтронов имеет смысл полагаться на пороговые реакции, описанные в табл. 1.

Мы хотели бы выразить благодарность коллегам из ПИЯФ: Щербакову О.А., Воробьеву А.С., Гагарскому А.М. и Иванову Е.М. Без них эта работа не могла бы быть выполнена.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Щербаков О.А., Воробьев А.С., Иванов Е.М. // ЭЧАЯ. 2018. Т. 49. № 1. С. 137; Shcherbakov O.A., Vorobyev A.S., Ivanov E.M. // Phys. Part. Nucl. 2018. V. 49. P. 81.
2. Sato T, Iwamoto Y, Hashimoto S. et al. // J. Nucl. Sci. Technol. 2018. V. 55. P. 684.
3. Аксельрод Л.А., Белов С.Е., Диденко Г.П. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 8. С. 1094; Axelrod L.A., Didenko G.P., Zinoviev V.G. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 8. P. 902.
4. Beckhoff B., Kanngießer B., Langhoff N. et al. Handbook of practical X-ray fluorescence analysis. Springer, 2006.
5. DatabaseNuDat2.8. National Nuclear Data Center. Brookhaven National Lab.
6. Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR). Database Version of 2021-10-05. International Atomic Energy Agency. Nuclear Data Services, 2021.
7. Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Братковский А.М. и др. Физические величины: справочник, 1991.

## **Neutron flux estimation in the spallation experiment at the PNPI synchrotron**

**I. E. Alekseev<sup>a</sup>, S. E. Belov<sup>a</sup>, K. V. Ershov<sup>a, b, \*</sup>**

<sup>a</sup> *Khlopin Radium Institute, Saint-Petersburg, 194021 Russia*

<sup>b</sup> *Konstantinov Petersburg Nuclear Physics Institute, NRC “Kurchatov Institute”, Gatchina, 188300 Russia*

*\*e-mail: ershov\_kv@pnpi.nrcki.ru*

The internal target placed in the chamber of the synchrotron was used as a neutron source. Using moderators, regions with different “temperatures” of neutrons were created. Neutron fluxes were measured using monitors (thin foils) and HPGe detector. The Monte Carlo method was used for calculation of neutron transport.

УДК 539.17.01:539.142:539.143

## НЕСТАЦИОНАРНОЕ ОПИСАНИЕ РЕАКЦИЙ СО СЛАБОСВЯЗАННЫМИ ЯДРАМИ $^{11}\text{Li}$ , $^{11}\text{Be}$

© 2022 г. А. К. Ажибеков<sup>1, 2, 3, \*</sup>, В. В. Самарин<sup>1, 4</sup><sup>1</sup>Международная межправительственная научно-исследовательская организация  
“Объединенный институт ядерных исследований”, Дубна, Россия<sup>2</sup>Кызылординский университет имени Коркыт Ата, Кызылорда, Казахстан<sup>3</sup>Институт ядерной физики Министерства энергетики Республики Казахстан, Алматы, Казахстан<sup>4</sup>Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московской области  
“Университет “Дубна””, Дубна, Россия

\*E-mail: azhibekoaidos@mail.ru

Поступила в редакцию 18.04.2022 г.

После доработки 13.05.2022 г.

Принята к публикации 23.05.2022 г.

На основе численного решения нестационарного уравнения Шредингера описана эволюция плотности вероятности внешних слабосвязанных нейтронов ядер  $^{11}\text{Li}$  и  $^{11}\text{Be}$  при столкновении с ядрами  $^{28}\text{Si}$  и  $^{48}\text{Ti}$ . Определены вероятности срыва внешнего нейтрона за счет процессов передачи и развала. Результаты расчета сечений потери двух нейтронов ядром  $^{11}\text{Li}$  в реакции  $^{11}\text{Li} + ^{28}\text{Si}$  близки к экспериментальным данным.

DOI: 10.31857/S036767652209006X

### ВВЕДЕНИЕ

Легкие слабосвязанные ядра, расположенные на границах нейтронной и протонной стабильности и отличающиеся от обычных ядер (расположенных вблизи линии стабильности), называют экзотическими [1]. Важным инструментом исследования свойств экзотических ядер являются ядерные реакции с их участием. При касательных столкновениях внешние нуклоны ядра-снаряда могут захватываться ядром-мишенью (реакции передачи) или высвободиться (реакции развала). Для описания слабосвязанных ядер возможно применение обобщенной модели, где нуклоны ядра разделяют на образующие сильно связанный остов и внешние нуклоны. Протяженную часть распределения слабосвязанных нуклонов за пределами остова называют гало [2]. Примерами таких систем с одним и двумя внешними нейтронами можно считать ядра  $^{11}\text{Be}$  (остов  $^{10}\text{Be}$  и нейтрон с энергией отделения 0.502 МэВ [3]) и  $^{11}\text{Li}$  (остов  $^9\text{Li}$  и два нейтрона с энергией отделения 0.369 МэВ [3]). При описании процессов передачи и развала в ходе ядерных столкновений применима модель, в которой внешний нуклон находится в поле двух силовых центров – ядра-мишени и остова ядра-снаряда.

Реакции с ядрами  $^{11}\text{Li}$  и  $^{11}\text{Be}$  изучались в работах [4–8]. В качестве ядер-мишеней использовались ядра  $^{58}\text{Ni}$  (реакция  $^{11}\text{Li} + ^{58}\text{Ni}$ ) [4],  $^{12}\text{C}$  (реакция  $^{11}\text{Li} + ^{12}\text{C}$ ) [5],  $^{209}\text{Bi}$  (реакция  $^{11}\text{Li} + ^{209}\text{Bi}$ ) [6],  $^{28}\text{Si}$  (реакции  $^{11}\text{Li} + ^{28}\text{Si}$  [7]),  $^{11}\text{Be} + ^{48}\text{Ti}$  [8]. Использование ядер-мишеней  $^{28}\text{Si}$  создает более благоприятные условия для проведения эксперимента, поскольку позволяет совместить мишень и детектор [7, 9, 10]. Существование длинного хвоста в распределении нуклонов ядра  $^{11}\text{Be}$  было подтверждено экспериментально [11] путем сравнения полных сечений реакций при различных энергиях. Полные сечения реакций со слабосвязанным ядром  $^{11}\text{Li}$  в низкоэнергетической области растут с ростом энергии. Основной вклад в такое увеличение может давать канал срыва двух внешних (валентных) слабосвязанных нейтронов. Поэтому интерес представляет эволюция волновой функции гало нейтрона и механизм реакции его срыва. Данная статья посвящена теоретическому исследованию потери внешнего нуклона за счет процессов передачи и развала в реакции  $^{11}\text{Li} + ^{28}\text{Si}$  при энергиях до 55 МэВ/нуклон в рамках нестационарного подхода. Также представлены расчеты для описания динамики потери внешнего нейтрона ядром  $^{11}\text{Be}$  в реакции  $^{11}\text{Be} + ^{48}\text{Ti}$  при энергиях 20.45 и 41.0 МэВ/нуклон.



ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Численное решение нестационарного уравнения Шредингера с учетом спин-орбитального взаимодействия [9, 10, 12–14] позволяет исследовать динамику срыва внешних слабосвязанных нейтронов ядер  $^{11}\text{Li}$  и  $^{11}\text{Be}$  и определять вклады каналов передачи нейтрона и развала ядра при низкоэнергетических столкновениях с тяжелым

ядром-мишенью. Нестационарное уравнение Шредингера для двухкомпонентной спиновой волновой функции нейтрона

$$\Psi(\vec{r}, t) = \begin{pmatrix} \psi(\vec{r}, t) \\ \phi(\vec{r}, t) \end{pmatrix} \quad (1)$$

в среднем поле со спин-орбитальным взаимодействием ( $LS$ ) сталкивающихся ядер имеет вид:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\vec{r}, t) = \left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V_1(\vec{r}, t) + V_2(\vec{r}, t) + \hat{V}_{LS}^{(1)}(\vec{r}, t) + \hat{V}_{LS}^{(2)}(\vec{r}, t) \right\} \Psi(\vec{r}, t). \quad (2)$$

Малость длин волн де Бройля взаимодействующих ядер по сравнению с их размерами позволяет рассматривать движение центров ядер массами  $m_1, m_2$  вдоль траекторий, вычисляемых с помощью классических уравнений движения

$$m_1 \ddot{\vec{r}}_1 = -\nabla_{\vec{r}_1} V_{12}(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|), \quad m_2 \ddot{\vec{r}}_2 = -\nabla_{\vec{r}_2} V_{12}(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|), \quad (3)$$

где  $V_{12}$  – потенциал ядро-ядерного взаимодействия, при расчетах он был выбран в форме Акюза–Винтера [15].

Ранее, в работах [9, 10, 12–14, 16], численное решение нестационарного уравнения Шредингера выполнялось в системе центра масс. Ядра  $^{11}\text{Li}$  и  $^{11}\text{Be}$  имеют большие протяженные нейтронные “облака”, поэтому для численного решения нестационарного уравнения Шредингера использовалась система отсчета, которая двигалась относительно лабораторной системы с постоянной скоростью [17]. Скорость движения данной системы отсчета была равна скорости ядра-снаряда на большой дистанции от ядра-мишени до столкновения. Таким образом, удалось сократить время вычислений и уменьшить размеры пространственной сетки.

Для численного решения нестационарного уравнения Шредингера с учетом спин-орбитального взаимодействия, была использована пространственная сетка с размерами  $(x \times y \times z)$   $90 \times 54 \times 96$  фм<sup>3</sup> с наибольшим числом узлов в плоскости столкновения  $xOz$  и шагом сетки 0.3 фм. Шаг по времени в безразмерных переменных  $\tau = t/t_0$  изменялся от  $\Delta\tau = 0.1$  (для минимальной энергии) до  $\Delta\tau = 0.05$  (для максимальной энергии), где  $t_0 = mx_0^2/\hbar = 1.57 \cdot 10^{-23}$  с,  $x_0 = 1$  фм,  $m$  – масса нейтрона. Для описания эволюции волновой функции до момента разлета ядер на относительно большое расстояние выполнялось большое число шагов по времени (2000–3000). Часть расчетов проведена на гетерогенном кластере ЛИТ ОИЯИ [18].

В качестве начального условия  $\Psi(\vec{r}, t = 0)$  при решении нестационарного уравнения использовались волновые функции стационарного состояния  $\Psi_{n,l,j,m_j}$  в среднем поле ядра-снаряда, детали вычислений приведены в работе [19]. Ядро-снаряд  $^{11}\text{Li}$  деформировано со значением параметра квадрупольной деформации  $\beta_2 = -0.636 \pm 0.121$  [20]. С учетом того, что соседние с ядром  $^{11}\text{Be}$  ядра  $^9\text{Be}$  ( $\beta_2 \approx 0.9$ ) и  $^{10}\text{Be}$  ( $\beta_2 \approx 1.1$ ) также деформированы, для ядра  $^{11}\text{Be}$  можно использовать оценочное значение параметра деформации  $\beta_2 = 1$ .

Плотность вероятности для состояний с квантовыми числами  $n, l, j, m_j = -j, \dots, j$  имеет вид

$$\rho_{n,l,j,m_j}(\vec{r}) = |\Psi_{n,l,j,m_j}(\vec{r})|^2 + |\Phi_{n,l,j,m_j}(\vec{r})|^2. \quad (4)$$

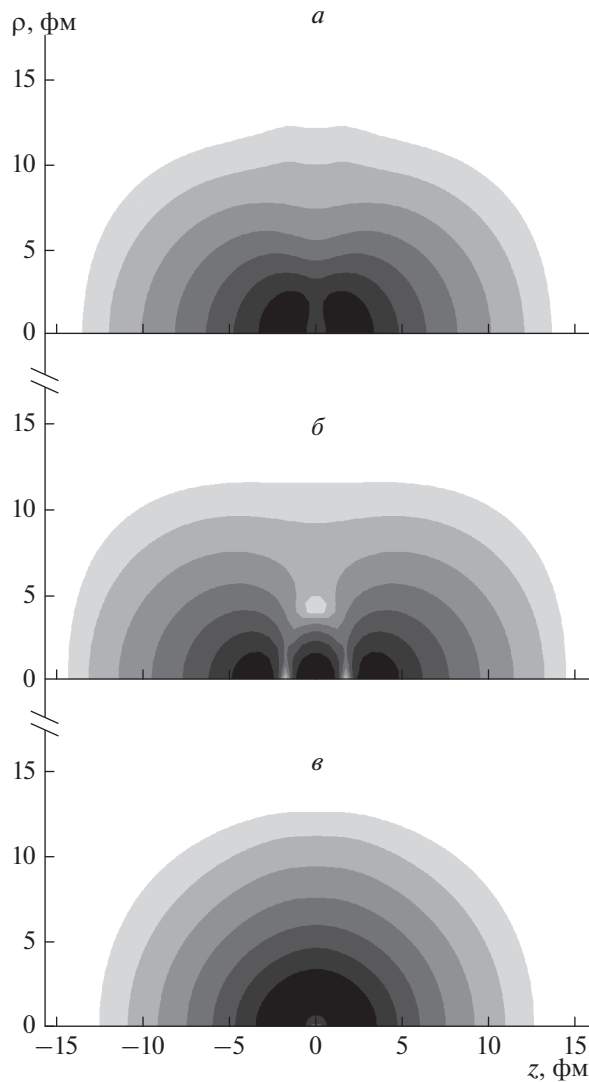
Для внешних нейтронов в состоянии с  $|m_j| = 1/2$  ядра  $^{11}\text{Li}$  при  $\beta_2 = -0.64$  и ядра  $^{11}\text{Be}$  при  $\beta_2 = 1$  плотности вероятности показаны соответственно на рис. 1а и 1б. Внешние нейтронные облака в оболочечной модели сферического ядра для  $^{11}\text{Li}$  и  $^{11}\text{Be}$  (рис. 1в) мало отличаются от распределений, усредненных по различным ориентациям деформированного ядра (рис. 1а и 1б). Поэтому для ядер-снарядов  $^{11}\text{Li}$  и  $^{11}\text{Be}$  в расчетах использовалась модель сферического ядра. Для описания ядер-мишеней  $^{28}\text{Si}$  и  $^{47}\text{Ti}$  также использовалось приближение сферического ядра, как в работах [9, 10, 17]. Начальные волновые функции

$$\Psi_{m_j}^{(0)}(\vec{r}) = \begin{pmatrix} \Psi_{m_j}^{(0)}(\vec{r}) \\ \Phi_{m_j}^{(0)}(\vec{r}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Psi_{1,1,1/2,m_j}(\vec{r}) \\ \Phi_{1,1,1/2,m_j}(\vec{r}) \end{pmatrix}, \quad (5)$$

для  $|m_j| = 1/2$  с условием нормировки

$$\int \left[ |\Psi_{n,l,j,m_j}(\vec{r})|^2 + |\Phi_{n,l,j,m_j}(\vec{r})|^2 \right] dV = 1 \quad (6)$$

для состояний с квантовыми числами  $n = 1, l = 1, j = 1/2, m_j = -j, \dots, j$  определялись из оболочечной



**Рис. 1.** Плотности вероятности (градации серого цвета в логарифмическом масштабе) в цилиндрической системе координат для внешних нейтронов ядер  $^{11}\text{Li}$  и  $^{11}\text{Be}$ : в оболочечной модели деформированного ядра при значениях параметров деформации  $\beta_2 = -0.64$  (а) и  $\beta_2 = 1$  (б), соответственно; и в оболочечной модели сферического ядра (в) соответственно. Энергии состояний равны  $-0.4$  (а),  $-0.5$  МэВ (б, в).

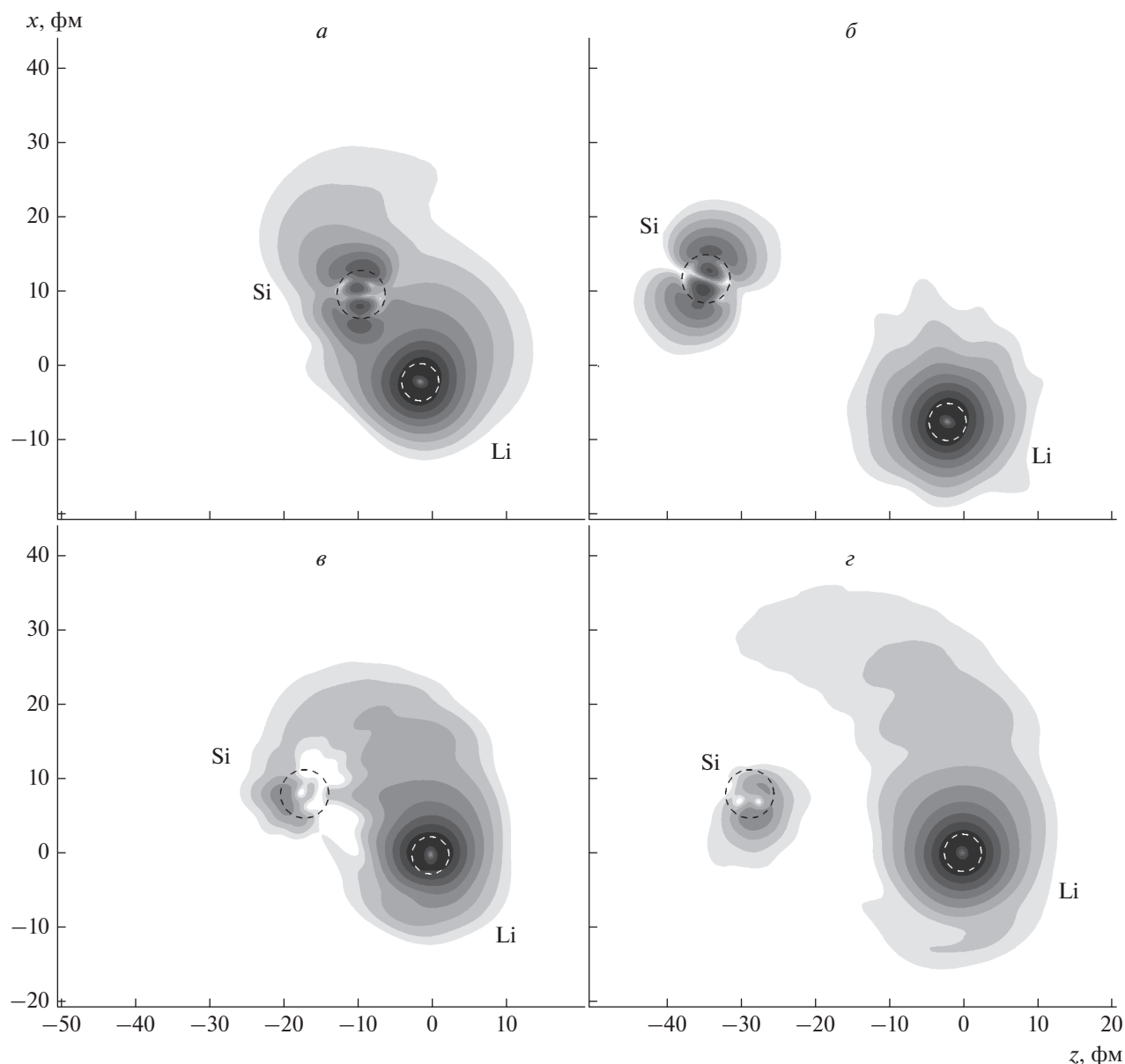
модели со средним центральным полем в форме Вудса–Саксона. Параметры данного среднего поля выбраны таким образом, чтобы теоретические значения энергии отделения внешних нейтронов соответствовали экспериментальным данным.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Примеры эволюции плотности вероятности

$$\rho(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \sum_{m_j=-1/2}^{1/2} \left[ \left| \Psi_{m_j}^{(0)}(\vec{r}, t) \right|^2 + \left| \Phi_{m_j}^{(0)}(\vec{r}, t) \right|^2 \right] \quad (7)$$

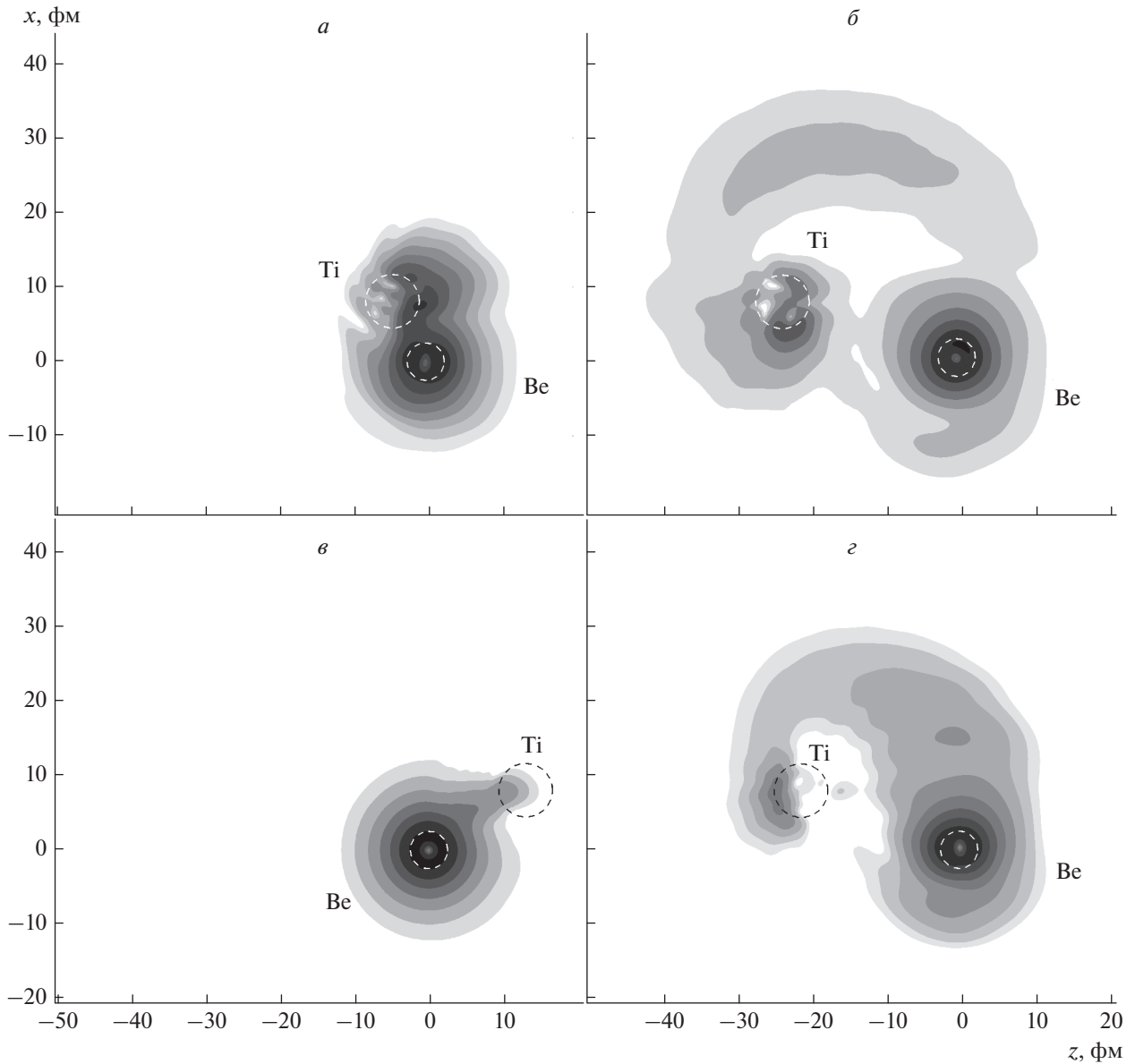
внешнего нейтрона ядра  $^{11}\text{Li}$  при столкновении с ядром  $^{28}\text{Si}$  с прицельным параметром  $b = 8$  фм показаны на рис. 2 для энергий в лабораторной системе  $E_{lab} = 2.5$  МэВ/нуклон (рис. 2а и 2б) и  $E_{lab} = 30.0$  МэВ/нуклон (рис. 2г и 2д). Первое значение энергии соответствует энергии в системе центра масс  $E_{c.m.} = 20$  МэВ, второе –  $E_{c.m.} = 237$  МэВ. В случае, когда скорость относительного движения ядер меньше средней скорости внешнего нейтрона (рис. 2а), внешние нейтроны при сближении ядер обобществляются и заселяют двуцентровые связанные состояния. Далее, при разлете ядер, двуцентровые состояния преобразуются в связанные одночастичные состояния в ядрах и в



**Рис. 2.** Эволюция плотности вероятности внешнего нейтрона ядра  $^{11}\text{Li}$  с начальными состоянием  $1p_{1/2}$  при столкновении ядер  $^{11}\text{Li} + ^{28}\text{Si}$  с прицельным параметром  $b = 8$  фм для энергий  $E_{c.m} = 20$  МэВ,  $E_{lab} = 2.5$  МэВ/нуклон (а, б) и  $E_{c.m} = 237$  МэВ,  $E_{lab} = 30$  МэВ/нуклон, (в, г) в системе отсчета, движущейся относительно лабораторной системы с постоянной скоростью, равной скорости ядра-снаряда на достаточно большом удалении от ядра-мишени. Ходу времени соответствует направление слева–вправо. Градации серого цвета в логарифмическом масштабе соответствуют диапазонам от  $10^{-6}$  до  $0.01$  фм $^{-3}$ . Радиусы окружностей соответствуют среднеквадратичным зарядовым радиусам ядер  $^{11}\text{Li}$  (2.48 фм) и  $^{28}\text{Si}$  (3.12 фм).

несвязанные состояния непрерывного спектра (рис. 2б). В случае больших энергий (рис. 2г и 2д), средняя скорость внешних нейтронов меньше относительной скорости ядер, в момент наибольшего сближения ядер нейтроны не успевают заселить связанные состояния в ядре-мишени. Большая часть плотности вероятности нейтрона переходит в состояния непрерывного спектра. Вероятность передачи нейтрона на рис. 2г суще-

ственно меньше, чем на рис. 2б, а вероятность развала ядра  $^{11}\text{Li}$  на ядро  $^{10}\text{Li}$  и свободный нейтрон существенно выше. Примеры эволюции плотности вероятности внешнего нейтрона  $^{11}\text{Be}$  в ходе столкновения с ядром  $^{48}\text{Ti}$  при энергии  $E_{lab} = 20.45$  МэВ/нуклон ( $E_{c.m} = 183.0$  МэВ) и 41.0 МэВ/нуклон ( $E_{c.m} = 366.9$  МэВ) показаны на рис. 3. При таких энергиях внешний нейтрон, не

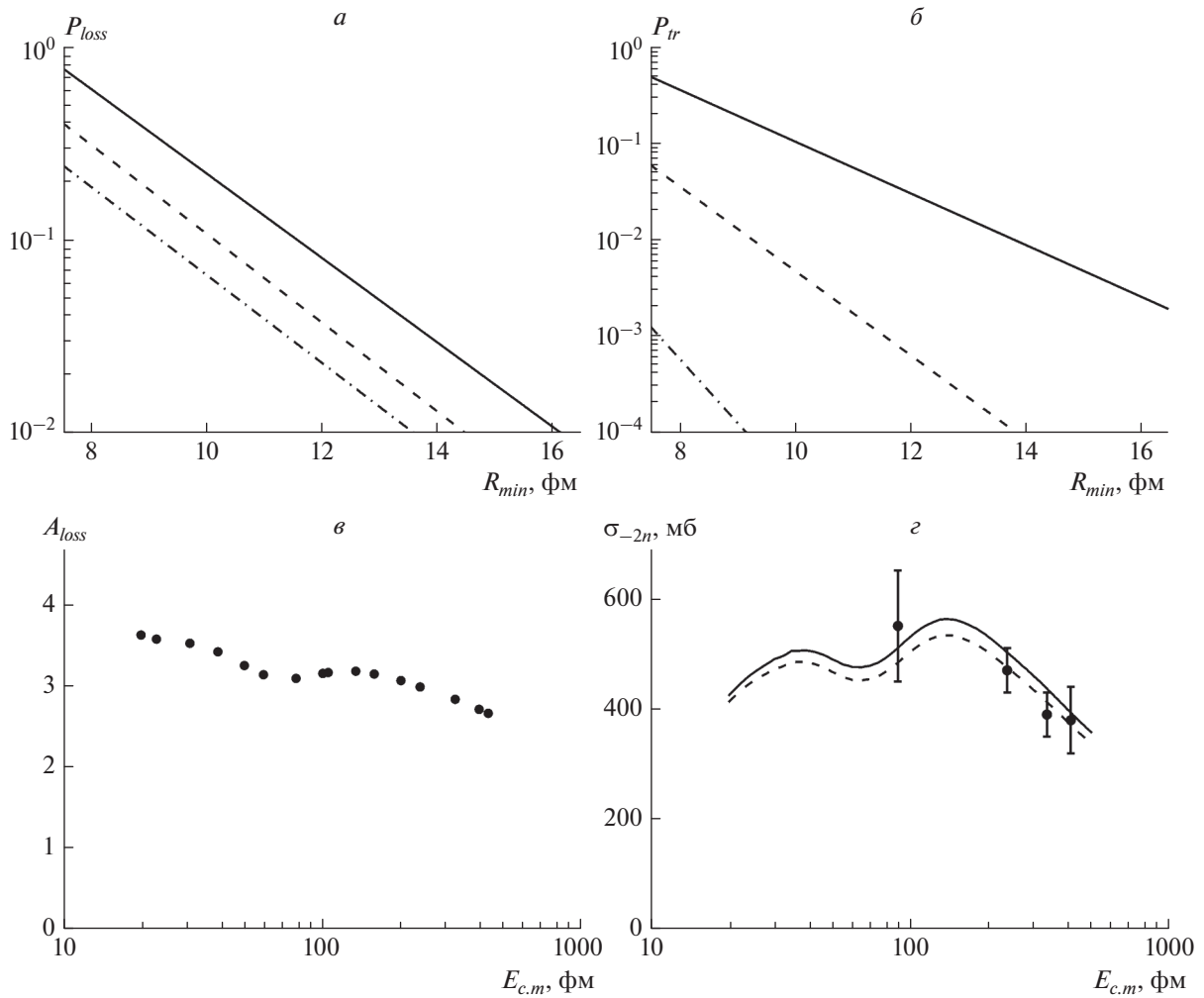


**Рис. 3.** Эволюция плотности вероятности внешнего нейтрона ядра  $^{11}\text{Be}$  с начальными состоянием  $1p_{1/2}$  при столкновении ядер  $^{11}\text{B} + ^{48}\text{Ti}$  с прицельными параметрами  $b = 8$  фм для энергий  $E_{lab} = 20.45$  МэВ/нуклон ( $E_{c.m} = 183.0$  МэВ) (а, б) и  $41.0$  МэВ/нуклон ( $E_{c.m} = 366.9$  МэВ) (в, г) в системе отсчета, движущейся относительно лабораторной системы с постоянной скоростью, равной скорости ядра-снаряда на достаточно большом удалении от ядра-мишени. Ходу времени соответствует направление слева-вправо. Градации серого цвета в логарифмическом масштабе соответствуют диапазонам от  $10^{-6}$  до  $0.01$  фм $^{-3}$ . Радиусы окружностей соответствуют среднеквадратичным зарядовым радиусам ядер  $^{11}\text{Be}$  (2.47 фм) и  $^{48}\text{Ti}$  (3.59 фм).

успевая заселить связанные состояния в ядре-мишени, переходит в состояние континуума (рис. 3б и 3г). При этом можно заметить, что нейтрон вылетает под большим углом к направлению движения ядра-снаряда.

Волновая функция нейтрона в состоянии  $1p_{1/2}$  с проекцией полного момента  $m_j$  в движущемся со скоростью  $\vec{v}_1(t)$  ядре-снаряде имеет вид

$$\tilde{\Psi}_{m_j}^{(0)}(\vec{r}, t) = \begin{pmatrix} \tilde{\Psi}_{m_j}^{(0)}(\vec{r}, t) \\ \varphi_{m_j}^{(0)}(\vec{r}, t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Psi_{m_j}^{(0)}(\vec{r} - \vec{r}_1(t)) \\ \varphi_{m_j}^{(0)}(\vec{r} - \vec{r}_1(t)) \end{pmatrix} \exp(i\hbar^{-1}m\vec{v}_1(t)\vec{r}). \quad (8)$$



**Рис. 4.** Зависимости вероятностей потери внешнего нейтрона  $P_{loss}$  ядром-снарядом  $^{11}\text{Li}$  (а) и передачи нейтрона  $P_{tr}$  (б) от минимального расстояния между центрами ядер  $R_{min}$  при энергиях столкновения с ядром  $^{28}\text{Si}$   $E_{c.m.} = 20$  МэВ (сплошные линии), 100 МэВ (штриховые линии), 434 МэВ (штрих-пунктирные линии). (в) Энергетическая зависимость параметра  $A_{loss}$ . (г) Сечение потери внешних двух нейтронов ядром  $^{11}\text{Li}$  при столкновении с ядром  $^{28}\text{Si}$ : экспериментальные данные из работы [7], результаты расчета для значений  $R_f = 7.53$  фм (сплошная кривая) и  $R_f = 7.7$  фм (штриховая кривая).

Вероятность потери нейтрона  $P_{loss}$  ядром  $^{11}\text{Li}$  в момент времени, соответствующий разлету ядер на достаточно большие расстояния  $P_{loss} = \lim_{t \rightarrow \infty} P_{loss}(t)$  определялась как

$$P_{loss}(t) = 1 - |c(t)|^2, \tag{9}$$

где

$$c(t) = \sum_{m_j=-1/2}^{1/2} \frac{1}{2} \sum_{m_j=1/2}^{1/2} \int \left[ \tilde{\psi}_{m_j}^{(0)*}(\vec{r}, t) \psi_{m_j}^{(0)}(\vec{r}, t) + \tilde{\phi}_{m_j}^{(0)*}(\vec{r}, t) \phi_{m_j}^{(0)}(\vec{r}, t) \right] dV, \tag{10}$$

амплитуда вероятности, соответствующая сохранению нуклона ядром-снарядом в начальном состоянии  $1p_{1/2}$  в момент времени  $t$ .

Оценка погрешности вычисления вероятности (9) была выполнена для неподвижного изоли-

рованного ядра-снаряда в работе [17]. При большом шаге по времени погрешность была порядка  $10^{-4}$ , как и в работе [17]. Типичные зависимости вероятности  $P_{loss}$  от расстояния  $R_{min}$  между центрами ядер при минимальном сближении ядер для

столкновений  $^{11}\text{Li} + ^{28}\text{Si}$  показаны на рис. 4а. В ходе расчетов предполагалось, что расстояния  $R_{min}$  превышали сумму радиуса остова ядра-снаряда  $R_1 = r_0 A_1^{1/3}$  и ядра-мишени  $R_2 = r_0 A_2^{1/3}$ ,  $R_{min} \geq R_{cont} = R_1 + R_2 = 6.25$  фм,  $r_0 = 1.25$  фм.

Для определения вероятности передачи нейтрона ядром-снарядом в ходе столкновения вычислялись амплитуды вероятности заселения  $k$ -го связанного состояния в ядре-мишени, которое движется со скоростью  $\vec{v}_2(t)$ :

$$a_k(t) = \int \left[ \tilde{\Psi}_k^*(\vec{r}, t) \Psi(\vec{r}, t) + \tilde{\Phi}_k^*(\vec{r}, t) \Phi(\vec{r}, t) \right] dV, \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{\Psi}_k(\vec{r}, t) &= \begin{pmatrix} \tilde{\Psi}_k(\vec{r}, t) \\ \tilde{\Phi}_k(\vec{r}, t) \end{pmatrix} = \\ &= \begin{pmatrix} \Psi_k(\vec{r} - \vec{r}_2(t)) \\ \Phi_k(\vec{r} - \vec{r}_2(t)) \end{pmatrix} \exp(i\hbar^{-1} m \vec{v}_2(t) \vec{r}) \end{aligned} \quad (12)$$

– волновая функция  $k$ -го связанного состояния в ядре-мишени. Вероятность передачи внешнего нуклона от ядра-снаряда ядру-мишени  $^{28}\text{Si}$  равна сумме квадратов модулей амплитуд (11) для четырех незанятых до столкновения состояний  $k = \{2s_{1/2}, 1d_{3/2}, 1f_{7/2}, 2p_{3/2}\}$ :

$$P_{tr}(t) = \sum_k |a_k(t)|^2 \quad (13)$$

при временах  $t$  соответствующих разлету ядер на большие расстояния  $P_{tr} = \lim_{t \rightarrow \infty} P_{tr}(t)$ . Типичные зависимости вероятности  $P_{tr}$  от минимального расстояния  $R_{min}$  между центрами ядер для столкновений  $^{11}\text{Li} + ^{28}\text{Si}$  показаны на рис. 4б.

Вероятности передачи нейтрона  $\tilde{P}_{tr}$  и потери внешнего нейтрона ядром-снарядом  $\tilde{P}_{loss}$  могут быть аппроксимированы выражениями (см. рис. 4а и 4б)

$$P_{tr} \approx \tilde{P}_{tr}(R_{min}) = \exp(A_{tr} - B_{tr} R_{min}), \quad (14)$$

$$P_{loss} \approx \tilde{P}_{loss}(R_{min}) = \exp(A_{loss} - B_{loss} R_{min}), \quad (15)$$

с дополнительными ограничениями

$$\begin{aligned} P_{tr} &= \min\{\tilde{P}_{tr}(R_{min}), 1\}, \\ P_{loss} &= \min\{\tilde{P}_{loss}(R_{min}), 1\}. \end{aligned} \quad (16)$$

Энергетическая зависимость параметра  $A_{loss}$  представлена на рис. 4в, параметр  $A_{loss}$  уменьшается с ростом энергии столкновения. Параметр  $B_{loss}$  практически не зависит от энергии и для энергий  $E_{c.m.}$  до 450 МэВ имеет значение  $\bar{B}_{loss} = 0.530 \pm 0.014$  фм $^{-1}$ .

Поскольку энергия отделения нейтрона от ядра  $^{10}\text{Li}$  отрицательна (–26.42 кэВ) в расчетах пред-

полагалось, что срыв одного нейтрона приводит к образованию  $^9\text{Li}$  с большой вероятностью, близкой к 1. В ходе расчетов предполагалось, что нейтроны ведут себя как независимые друг от друга частицы. С внешними нейтронами ядра  $^{11}\text{Li}$  после столкновения с мишенью могут произойти следующие события: событие  $a$  – потеря одного из внешних нейтронов с сохранением другого, событие  $b$  – потеря второго нейтрона с сохранением первого, событие  $v$  – потеря двух нейтронов одновременно. Вероятности событий  $a$  и  $b$  для внешнего нейтрона  $^{11}\text{Li}$  равны величине  $P_{loss}(1 - P_{loss})$ . Вероятность одновременной потери двух нейтронов ядром  $^{11}\text{Li}$  определяется как  $P_{loss}^2$ . Таким образом, сумма вероятностей событий  $a$ ,  $b$ ,  $v$  определяет вероятность срыва двух нейтронов с ядра  $^{11}\text{Li}$  в результате столкновения с мишенью:

$$P_{-2n} = 2P_{loss} - P_{loss}^2. \quad (17)$$

Сечение  $\sigma_{-2n}$  потери внешних нуклонов в реакции ( $^{11}\text{Li}$ ,  $^9\text{Li}$ ) вычислялось интегрированием по прицельным параметрам  $b$  [9, 17]

$$\sigma_{-2n}(E) = 2\pi \int_{b_{min}}^{\infty} P_{-2n}(b, E) [1 - f(R_{min})] b db, \quad (18)$$

где  $f(R_{min})$  – вероятность слияния ядер. При энергиях в системе центра масс выше кулоновского барьера прицельный параметр  $b_{min}$  соответствует траектории, при которой центры ядер сближаются на расстояние  $R_{cont}$  и происходит касание поверхностей остова ядра-снаряда и ядра-мишени. Для функции  $f(R_{min})$  со свойствами

$$\begin{aligned} f(R_{min}) &\rightarrow 1, & R_{min} < R_{cont}, \\ f(R_{min}) &\rightarrow 0, & R_{min} > R_B, \end{aligned} \quad (19)$$

где  $R_B$  – радиус вершины кулоновского барьера,  $R_B = 8.9$  фм для ядер  $^{11}\text{Li} + ^{28}\text{Si}$ , использована аппроксимация, предложенная в работе [17]

$$f(R_{min}) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{R_{min} - R_f}{a_f}\right)}. \quad (20)$$

Набор параметров

$$R_f \approx \frac{1}{2}(R_{cont} + R_B), \quad a_f \approx \frac{1}{2}(R_B - R_{cont}) \quad (21)$$

может служить естественным приближением, в данном случае  $R_f = 7.53$  фм,  $a_f = 1.28$  фм. Средний радиус слияния ядер  $R_f$  можно принять в качестве варьируемой величины, которая определяется из условия близкого соответствия теоретических расчетов и экспериментальных данных. На рис. 4г показаны результаты расчета сечения потери внешних нейтронов ядром  $^{11}\text{Li}$   $\sigma_{-2n}(E_{c.m.})$  для

двух значений радиуса  $R_f$ . Для первого (естественного) значения  $R_f = 7.53$  фм сечения потери нейтронов  $\sigma_{-2n}$  при  $E_{c.m.} > 100$  МэВ несколько выше экспериментальных значений из работы [7]. Второе значение  $R_f = 7.7$  фм было подобрано из условия лучшего совпадения теоретических значений с экспериментальными. При энергиях меньших, чем  $E_{c.m.} = 39$  МэВ,  $E_{lab} = 5$  МэВ/нуклон передачи нейтрона дают основной вклад в сечения потери внешних нейтронов ядром  $^{11}\text{Li}$ , сечение развала значительно меньше. С ростом энергии сечение передачи нейтрона быстро уменьшается, поскольку нейтрон не успевает перейти с ядра-снаряда на ядро-мишень за время близкого контакта ядер (см. рис. 4б). По аналогии с реакцией  $^{11}\text{Li} + ^{28}\text{Si}$  можно предсказать, что экспериментальные значения сечения для реакции  $^{11}\text{Be} + ^{48}\text{Ti}$  окажутся близкими к результатам расчетов для значения параметра  $R_f \approx 8.4$  фм.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нестационарный квантовый подход применен для описания процессов передачи и развала слабосвязанных легких ядер  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{11}\text{Be}$  при низкоэнергетических ядро-ядерных столкновениях с ядрами  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{48}\text{Ti}$ . Получено согласие с экспериментальными данными для сечения развала в реакции  $^{11}\text{Li} + ^{28}\text{Si}$ . Метод может быть полезен при исследовании реакций развала и передачи с участием ядер со слабосвязанными нуклонами.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Пенионжжевич Ю.Э., Калтакчиева Р.Г.* Легкие ядра у границы нейтронной стабильности. Дубна: ОИЯИ, 2016.
2. *Jonson B.* // Nucl. Phys. A. 1994. V. 574. P. 151.
3. <http://nr.v.jinr.ru/>.
4. *Barioni A., Guimarães V., Lépine-Szily A. et al.* // Phys. Rev. C. 2009. V. 80. Art. No. 034601(R).
5. *Sengupta C., Cook K.J., Simpson E.C. et al.* // EPJ Web Conf. 2020. V. 227. Art. No. 02010.
6. *Kolata J.J., Guimarães V., Aguilera E.F.* // Eur. Phys. J. A. 2016. V. 52. P. 123.
7. *Warner R.E., Patty R.A., Voyles P.M. et al.* // Phys. Rev. C. 1996. V. 54. P. 1700.
8. *Lima V., Scarpacia J.A., Lacroix D. et al.* // Nucl. Phys. A. 2007. V. 795. P. 1.
9. *Penionzhkevich Yu.E., Sobolev Yu.G., Samarin V.V. et al.* // Phys. Rev. C. 2019. V. 99. Art. No. 014609.
10. *Пенионжжевич Ю.Э., Соболев Ю.Г., Самарин В.В., Науменко М.А.* // ЯФ. 2017. Т. 80. С. 525; *Penionzhkevich Yu.E., Sobolev Yu.G., Samarin V.V., Naumenko M.A.* // Phys. Atom. Nucl. 2017. V. 80. P. 928.
11. *Fukuda M., Ichihara T., Inabe N., Kubo T. et al.* // Phys. Lett. B. 1991. V. 268. P. 339.
12. *Самарин В.В.* // ЯФ. 2015. Т. 78. С. 133; *Samarin V.V.* // Phys. Atom. Nucl. 2015. V. 78. P. 128.
13. *Самарин В.В.* // ЯФ. 2015. Т. 78. С. 916; *Samarin V.V.* // Phys. Atom. Nucl. 2015. V. 78. P. 861.
14. *Самарин В.В.* // ЯФ. 2018. Т. 81. С. 458; *Samarin V.V.* // Phys. Atom. Nucl. 2018. V. 81. P. 486.
15. *Winther A.* // Nucl. Phys. A. 1994. Т. 572. P. 191.
16. *Azhibekov A.K., Samarin V.V., Kuterbekov K.A.* // Chin. J. Phys. 2020. V. 65. P. 292.
17. *Самарин В.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 8. С. 1197; *Samarin V.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 8. P. 990.
18. <http://hybrilit.jinr.ru/>.
19. *Azhibekov A.K., Samarin V.V., Kuterbekov K.A., Naumenko M.A.* // Euras. J. Phys. Funct. Mater. 2019. V. 3. P. 307.
20. <http://cdf.e.sinp.msu.ru/services/radchart/radmain.html>.

## Time-dependent description of reactions with weakly bound nuclei $^{11}\text{Li}$ , $^{11}\text{Be}$

A. K. Azhibekov<sup>a, b, c, \*</sup>, V. V. Samarin<sup>a, d</sup>

<sup>a</sup> Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia

<sup>b</sup> Korkyt Ata Kyzylorda University, Kyzylorda, 120001 Kazakhstan

<sup>c</sup> The Institute of Nuclear Physics, Ministry of Energy of the Republic of Kazakhstan, Almaty, 050032 Kazakhstan

<sup>d</sup> Dubna State University, Dubna, 141980 Russia

\*e-mail: azhibekoaidos@mail.ru

The evolution of the probability density of outer weakly bound neutrons of nuclei  $^{11}\text{Li}$  and  $^{11}\text{Be}$  in collision with nuclei  $^{28}\text{Si}$  and  $^{48}\text{Ti}$  is described on the basis of the numerical solution of the time-dependent Schrödinger equation. The probabilities of the outer neutron stripping due to the processes of neutron transfer and nuclear breakup are determined. The results of calculating the  $2n$ -removal cross sections from  $^{11}\text{Li}$  nucleus in the  $^{11}\text{Li} + ^{28}\text{Si}$  reaction are close to the experimental data.

УДК 539.172.4

## МОДЕЛИРОВАНИЕ КИНЕМАТИКИ КЛАСТЕРНОГО РАСПАДА ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ $^{12}\text{Be}$ НА КАСКАДНЫХ НЕЙТРОНАХ РАДЭКС

© 2022 г. А. А. Каспаров<sup>1</sup>, М. В. Мордовской<sup>1</sup>, В. М. Скоркин<sup>1</sup>, \*

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
“Институт ядерных исследований Российской академии наук”, Москва, Россия

\*E-mail: skorkin@inr.ru

Поступила в редакцию 18.04.2022 г.

После доработки 13.05.2022 г.

Принята к публикации 23.05.2022 г.

Выполнено моделирование кинематики реакции  $^{13}\text{C}(n, 2p)^{12}\text{Be}^*$  на каскадных нейтронах с энергией 30–150 МэВ. Рассмотрены корреляционные особенности распада возбужденных кластерных состояний  $^{12}\text{Be}$  с квазимолекулярной структурой  $\alpha$ - $4n$ - $\alpha$  и  $^8\text{Be}$ - $4n$  при энергии возбуждения до 25 МэВ. Показана возможность измерения характеристик каналов распада, возбужденных состояний  $^{12}\text{Be}$  с  $4n$ -корреляцией при регистрации в совпадении  $2p$ -пары и  $\alpha$ -частиц на каскадных нейтронах импульсного источника РАДЭКС.

DOI: 10.31857/S0367676522090113

### ВВЕДЕНИЕ

Изучение характеристик каналов кластерного распада возбужденных состояний легких ядер чрезвычайно важно для исследования механизма ядерных реакций и структуры ядер. Разработаны теоретические схемы и компьютерные коды расчетов для определения кластерной структуры и характеристик каналов кластерного распада высоковозбужденных состояний легких ядер [1]. Расчеты с использованием антисимметричной модели молекулярной динамики выявили кластерную структуру ядер с  $A = 12$  ( $^{12}\text{Be}$ ,  $^{12}\text{B}$ ,  $^{12}\text{C}$ ) [2]. В возбужденных состояниях  $^{12}\text{Be}$  обнаружены аналоговые состояния с изоспином  $T = 2$  и квазимолекулярной структурой  $\alpha$ - $4n$ - $\alpha$  и  $^8\text{Be}$ - $4n$  [3]. На рис. 1 показана схема возбужденных состояний  $^{12}\text{Be}$  вплоть до энергии 25 МэВ с данными о спине и четности состояний. Параметры высоковозбужденных состояний  $^{12}\text{Be}$  указывают на их кластерную структуру. Расчеты с учетом трехнуклонного ядерного взаимодействия предсказывают существование  $4n$ -коррелированного кластера во внешнем ядерном поле свыше 3 МэВ и радиусом  $\sim 3$  Фм или в виде резонанса в континууме с энергией около 2 МэВ [4]. Моделирование в феноменологическом подходе пяти тел прямого одновременного излучения четырех коррелированных нейтронов при распаде возбужденного состояния показывает, что удельная энергия и угловые корреляции фрагментов  $4n$ -распада зависят от про-

странственных корреляций “валентных” нуклонов в кластерной ядерной структуре [5].

Целью работы является моделирование кинематики  $^{13}\text{C}(n, 2p)^{12}\text{Be}^*$  с образованием кластерных

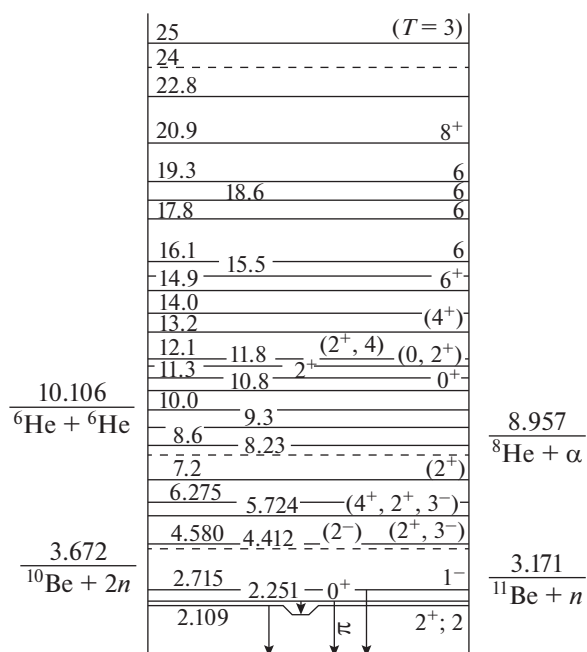


Рис. 1. Схема возбужденных состояний  $^{12}\text{Be}$ , представленных в работе [3].



высоковозбужденных состояний  $^{12}\text{Be}$  с  $4n$ -корреляцией и разработка методов измерения их характеристик на каскадных нейтронах импульсного источника РАДЭКС ИЯИ РАН.

### КИНЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Чтобы определить необходимые условия эксперимента и параметры экспериментальной установки, было проведено моделирование реакции квазиупругого выбивания нейтроном пары протонов в реакции  $^{13}\text{C}(n, 2p)^{12}\text{Be}^*$ . Для этого были использованы программы кинематического моделирования реакций с тремя частицами в конечном состоянии [6]. Принцип работы программ заключается в следующем: из множества событий с произвольными или частично-заданными параметрами (энергия пучка, углы вылета и энергии вторичных частиц), отбираются только те события, которые удовлетворяют законам сохранения энергии и импульса с заданной заранее точностью.

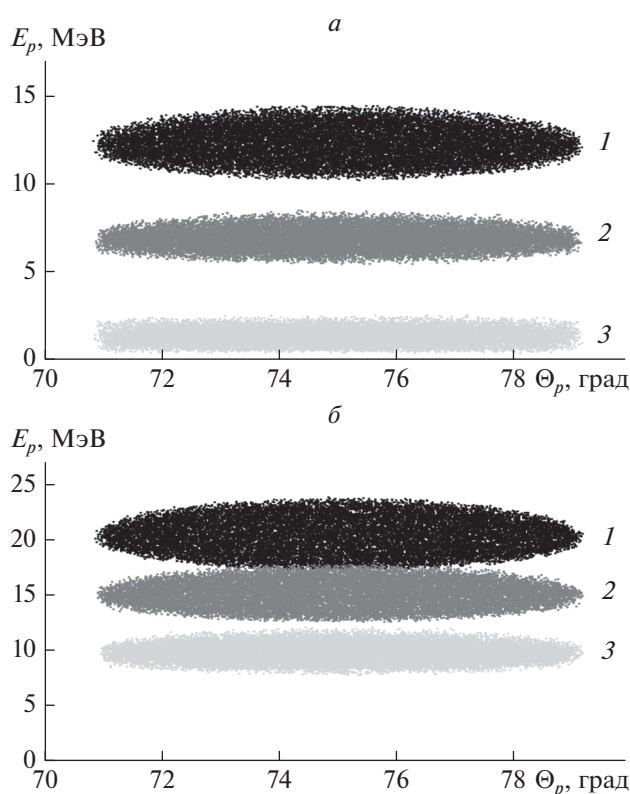
Кинематическое моделирование проведено в два этапа при энергии первичных нейтронов  $E_n = 60 \pm 1$  МэВ и  $E_n = 80 \pm 1$  МэВ. На первом этапе рассматривалась квазибинарная реакция  $n + ^{13}\text{C} \rightarrow ^2p + ^{12}\text{Be}^*$  с вылетом системы двух протонов и ядра  $^{12}\text{Be}$  в основном или возбужденном состоянии. Рассчитывались углы вылета и кинетические энергии ядра  $^{12}\text{Be}$  и центра масс протонной пары в лабораторной системе координат. Учитывая экспериментальные условия, угол вылета центра масс двух протонов был выбран  $\Theta_{2p} \sim 75^\circ$ .

На втором этапе рассматривался развал  $^2p \rightarrow p + p$  и рассчитывались углы вылета и кинетические энергии двух протонов в лабораторной системе координат. Кинематическое моделирование показало, что протоны от развала  $2p$ -пары вылетают в узком конусе углов  $\sim 10^\circ$ . На рис. 2 показана двумерная диаграмма “угол вылета – энергия” одного из протонов при энергии первичных нейтронов  $E_n = 60 \pm 1$  (рис. 1а) и  $80 \pm 1$  МэВ (рис. 1б). На диаграмме показаны кинематические области, соответствующие образованию ядра  $^{12}\text{Be}$  в основном состоянии (область 1) и возбужденным состояниям с энергиями  $\sim 12$  (область 2) и  $\sim 24$  МэВ (область 3), соответственно.

Кинематическое моделирование позволило определить диапазон энергий и углов вылета протонов, необходимых для исследования альфа-кластерного распада высоковозбужденных состояний ядра  $^{12}\text{Be}$  в реакции  $^{13}\text{C}(n, 2p)^{12}\text{Be}^*$ .

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

На импульсном пучке нейтронов установки РАДЭКС ИЯИ РАН проводятся исследования



**Рис. 2.** Двумерная диаграмма  $E_p - \Theta_p$  одного из протонов в реакции  $n + ^{13}\text{C} \rightarrow ^2p + ^{12}\text{Be}^* \rightarrow p + p + ^{12}\text{Be}^*$ : а – при энергии первичных нейтронов  $E_n = 60 \pm 1$  МэВ; б – при  $E_n = 80 \pm 1$  МэВ. Области: 1 – соответствует образованию ядра  $^{12}\text{Be}$  в основном состоянии; 2 – возбужденному состоянию ядра  $^{12}\text{Be}$  с энергией  $\sim 12$  МэВ; 3 – возбужденному состоянию ядра  $^{12}\text{Be}$  с энергией  $\sim 24$  МэВ.

ядерных реакций взаимодействия каскадных и испарительных нейтронов с энергией 1–300 МэВ. Установка РАДЭКС размещена на ловушке импульсного пучка протонов линейного ускорителя ионов водорода (длительность 1–200 мкс, частота 1–100 Гц, средний ток 1–100 мкА). Установка имеет вакуумный протонный канал ( $\varnothing 20$  см), вольфрамовую мишень для генерации каскадных и испарительных нейтронов и горизонтальные каналы ( $\varnothing 20$  см) для облучения экспериментальных мишеней на расстоянии 10–50 м от ловушки пучка протонов [7].

На рис. 3 показан спектр каскадных нейтронов на экспериментальной мишени (10 м) при среднем токе пучка протонов линейного ускорителя 50 мкА и различной энергии протонов: 45 (кривая 1), 160 (кривая 2) и 300 МэВ (кривая 3). Выбирая первоначальную энергию пучка протонов можно определить оптимальные экспериментальные условия для исследования реакции  $^{13}\text{C}(n, 2p)^{12}\text{Be}^*$  при различной энергии каскадных нейтронов.

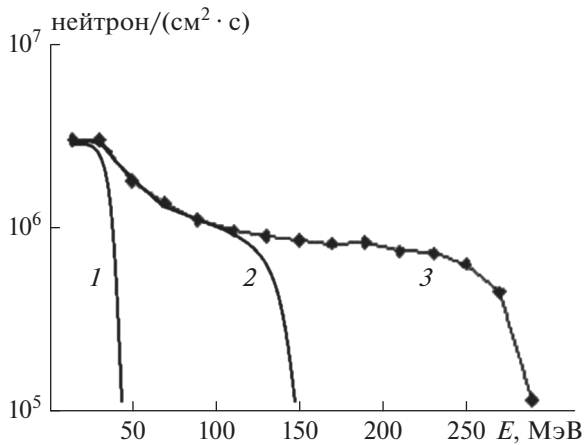


Рис. 3. Плотность потока каскадных нейтронов на расстоянии 10 м от W мишени РАДЭКС при среднем токе пучка протонов линейного ускорителя 50 мкА для различной энергии протонов. 1 – поток нейтронов при энергии протонов 45 МэВ; 2 – поток нейтронов при энергии протонов 160 МэВ; 3 – поток нейтронов при энергии протонов 300 МэВ.

На рис. 4 показаны зависимости поперечных сечений образования  $^{12}\text{Be}$  в основном состоянии в реакции  $^{13}\text{C}(n, 2p)^{12}\text{Be}$  (рис. 4а) и фоновой реакции  $^{13}\text{C}(n, p)\text{X}$  (рис. 4б). Энергия каскадных нейтронов выше порога реакции (около 30 МэВ) определяет вероятность образования  $^{12}\text{Be}$  в различных состояниях. При энергии нейтронов 40–50 МэВ возможны оптимальные условия для исследования основного состояния  $^{12}\text{Be}$ , при энергии 60 МэВ – для возбужденного состояния  $^{12}\text{Be}$  с энергией  $\approx 12$  МэВ, при энергии  $\geq 80$  МэВ – для энергии состояния  $\approx 24$  МэВ. Регистрация протонной пары с отбором по энергии и углу поможет подавить фон при регистрации высоковозбужденного кластерного состояния  $^{12}\text{Be}$ .

Регистрация частиц распада возбужденного состояния следует вести в промежутках между импульсами нейтронного пучка при частоте 1–50 Гц, чтобы исключить мгновенный фон от каскадных нейтронов. Дополнительная режекция фона осуществима при совпадении выбитой мгновенно каскадным нейтроном протонной пары и заряженных частиц от распада  $^{12}\text{Be}^*$  в интервале между импульсами.

Образование  $^{12}\text{Be}$  в основном состоянии приводит к его  $\beta^-$ -распаду с периодом  $T_{1/2} = 21.5$  мс и образованием  $^{12}\text{B}$ , который также испытывает  $\beta^-$ -распад с  $T_{1/2} = 20.2$  мс. Низколежащее возбужденное состояние  $^{12}\text{Be}$  ( $\approx 4$  МэВ) распадается с вылетом нейтрона и образованием  $^{11}\text{Be}$ , который также подвергается  $\beta^-$ -распаду.

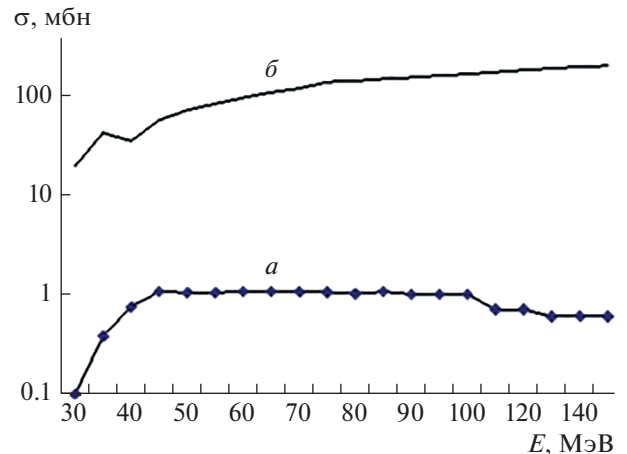


Рис. 4. Поперечное сечение реакции  $^{13}\text{C}(n, 2p)^{12}\text{Be}$  с образованием  $^{12}\text{Be}$  в основном состоянии (а) и фоновой реакции  $^{13}\text{C}(n, p)\text{X}$  (б).

Регистрация вблизи порога реакции  $^{13}\text{C}(n, 2p)^{12}\text{Be}$  совпадения квазиупруго выбитой  $2p$ -пары и  $\beta^-$ -частиц (и возможно  $n$ ) распада основного и низколежащего возбужденного состояний  $^{12}\text{Be}$  позволит провести калибровки системы детектирования и тестовые измерения для проверки возможности измерения параметров низколежащих возбужденных состояний.

Измерение характеристик высоковозбужденных кластерных состояний  $^{12}\text{Be}$  необходимо вести по регистрации альфа-частиц и нейтронов от кластерного распада этих состояний со структурой  $\alpha$ - $4n$ - $\alpha$  и  $^8\text{Be}$ - $4n$  при энергии возбуждения в области 12 и 24 МэВ. Возможно восстановление энергетического спектра каскадных нейтронов, падающих на мишень  $^{13}\text{C}$  по измерению параметров  $p$  и  $\alpha$ -частиц.

По результатам моделирования предполагается разработать методику эксперимента и провести тестовые измерения с использованием вакуумной камеры с мишенью  $^{13}\text{C}$ , телескопа  $\Delta E$ - $E$  кремниевых детекторов для регистрации заряженных частиц и детектора нейтронов с жидким сцинтиллятором EJ-301 [8]. Для получения временных и амплитудных характеристик сигналов может быть использованы цифровые сигнальные процессоры DT5742 и DT5720 фирмы CAEN.

Оценки показывают, что при потоке каскадных нейтронов около  $5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  на экспериментальной мишени скорость счета событий образования и распада возбужденных состояний  $^{12}\text{Be}$  составит  $\sim 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ , что позволяет надеяться на измерении характеристик  $\alpha$ -кластерной структуры возбужденных состояний  $^{12}\text{Be}$  с  $4n$ -корреляцией.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Моделирование кинематики ядерной реакции  $^{13}\text{C}(n, 2p)^{12}\text{Be}^*$  при энергии 30–150 МэВ показало возможность регистрации событий образования и распада высоковозбужденных кластерных состояний  $^{12}\text{Be}$  на каскадных нейтронах РАДЕКС. Экспериментальные измерения с регистрацией в совпадении протонов,  $\alpha$ -частиц и нейтронов позволят существенно подавить фон и исследовать квазимолекулярную структуру состояний  $^{12}\text{Be}^*$ , а также корреляционные характеристики кластерных каналов распада.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rodkin D.M., Tchuvil'sky Yu.M.* // Phys. Lett. B. 2019. V. 788. P. 238.
2. *Kanada-En'yo Y., Ogata K.* // Phys. Rev. C. 2019. V. 100. Art. No. 064616.
3. *Kelley J.H., Purcell J.E., Sheu C.G.* // Nucl. Phys. A. 2017. V. 968. P. 71.
4. *Pieper S.C.* // ArXiv: nucl-th/0302048v2. 2003.
5. *Sharov P., Ismailova A., Grigorenko L. et al.* // Proc. LXX Int. Conf. "NUCLEUS-2020". (Saint Petersburg, 2020). 324 p.
6. *Зуев С.В., Каспаров А.А., Конобеевский Е.С.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2014. Т. 78. № 5. С. 527; *Zuyev S.V., Kasparov A.A., Konobeevski E.S.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2014. V. 78. No. 5. P. 345.
7. *Бенецкий Б.А., Вахетов Ф.З., Грачев М.И. и др.* Программа экспериментальных исследований на установке РАДЕКС. Препринт ИЯИ-1058/2001. М.: ИЯИ РАН, 2001.
8. *Каспаров А.А., Конобеевский Е.С., Зуев С.В. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 5. С. 690; *Kasparov A.A., Konobeevski E.S., Zuyev S.V. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 5. P. 534.

### Modeling the kinematics of cluster decay of $^{12}\text{Be}$ excited states from RADEX cascade neutrons

A. A. Kasparov<sup>a</sup>, M. V. Mordovskoy<sup>a</sup>, V. M. Skorkin<sup>a, \*</sup>

<sup>a</sup> Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia

\*e-mail: skorkin@inr.ru

The kinematics of the  $^{13}\text{C}(n, 2p)^{12}\text{Be}^*$  reaction on cascade neutrons with an energy of 30–150 MeV was simulated. The correlation features of the decay of excited  $^{12}\text{Be}$  cluster states with quasi-molecular structures  $\alpha$ -4n- $\alpha$  and  $^8\text{Be}$ -4n at excitation energies up to 25 MeV are considered. It is shown that it is possible to measure the characteristics of decay channels of the excited  $^{12}\text{Be}$  state with 4n correlation when registering in coincidence of a 2p-pair and  $\alpha$ -particles on cascade neutrons of the RADEX pulsed source.

## ВОЗМОЖНОСТЬ ИДЕНТИФИКАЦИИ ВИРТУАЛЬНЫХ КОМПОНЕНТ ДЛЯ ПРЕДРАЗРЫВНЫХ НЕЙТРОНОВ

© 2022 г. С. Г. Кадменский<sup>1</sup>\*, С. В. Куфаев<sup>1</sup>, Я. О. Отводенко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Воронежский государственный университет”, Воронеж, Россия

\*E-mail: [kadmensky@phys.vsu.ru](mailto:kadmensky@phys.vsu.ru)

Поступила в редакцию 18.04.2022 г.

После доработки 13.05.2022 г.

Принята к публикации 23.05.2022 г.

Исследован механизм появления предразрывных нейтронов для спонтанного и вынужденного деления тепловыми нейтронами, экспериментально изученного в ряде работ для группы ядер-актиноидов. Продемонстрировано, что спектры предразрывных нейтронов соответствуют средним кинетическим энергиям порядка 0.5 МэВ и угловым распределениям, имеющим характерный максимум в окрестности угла 90° между направлениями вылета указанных нейтронов относительно направления вылета легкого фрагмента деления. Показано, что эти характеристики спектра нейтронов можно объяснить, рассматривая вылет из шейки составного делящегося ядра предразрывных нейтронов на основе виртуального механизма тройного деления ядер.

DOI: 10.31857/S0367676522090101

### ВВЕДЕНИЕ

В теории элементарных частиц хорошо известны [1] распады и реакции, связанные с появлением в их амплитудах промежуточных виртуальных состояний промежуточных элементарных частиц, импульсы и энергии которых не связаны между собой релятивистской формулой Эйнштейна для свободных частиц. К подобным явлениям относится, например, реакция комптоновского рассеяния  $\gamma$ -квантов на свободных электронах, амплитуда которой описывается диаграммой Фейнмана, где появляется функция Грина промежуточного электрона, имеющая неполюсной характер из-за невозможности одновременного выполнения законов сохранения импульса и энергии при поглощении (испускании)  $\gamma$ -кванта свободным электроном и поэтому описывающая виртуальное состояние электрона. Подобные процессы с участием виртуальных состояний ряда промежуточных элементарных частиц известны также и в ядерной физике.

Возникает вопрос: существуют ли ядерные распады и реакции, связанные с появлением в их амплитудах виртуальных состояний достаточно сложных по своему составу промежуточных ядер, энергии которых лежат вне массовых поверхностей указанных распадов и реакций. Позитивный ответ на этот вопрос был дан в серии работ, представленных ниже, для группы виртуальных ядерных распадов и реакций, включающей двухпро-

тонный и двойной бета распады ядер, а также спонтанное и вынужденное (тепловыми и холодными нейтронами) тройное и четверное деление ядер с вылетом  $\alpha$ -частиц в качестве третьей и четвертой легкой частиц.

Целью настоящей работы является включение в указанную группу виртуальных ядерных распадов и реакций спонтанного и вынужденного тройного деления ядер с вылетом в качестве третьих частиц предразрывных нейтронов.

### ВИРТУАЛЬНЫЕ ЯДЕРНЫЕ РАСПАДЫ И РЕАКЦИИ

Теория двухступенчатых виртуальных ядерных распадов была развита [2–5] для описания характеристик виртуальных  $2p$ -распадов, предсказанных [6–8] и экспериментально исследованных для ряда нейтронодефицитных ядер [9–11]. Эти распады рассматриваются [2, 3] как двухступенчатые процессы, амплитуды которых описываются диаграммой Фейнмана на рис. 1.

Виртуальность этих распадов проявляется в том, что теплота  $Q_p$  одно-протонного распада основного состояния родительского ядра ( $A, Z$ ) с переходом в основное состояние промежуточного ядра ( $A - 1, Z - 1$ ), определяемая разностью энергий связи указанных ядер

$$Q_p = E(A, Z) - E(A - 1, Z - 1), \quad (1)$$

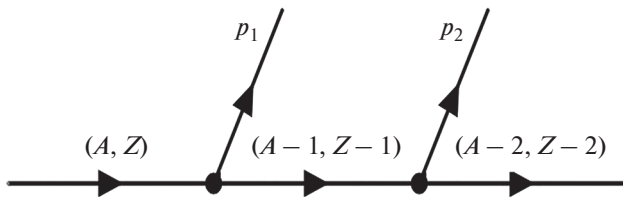


Рис. 1. Диаграмма Фейнмана, описывающая амплитуды распадов, которые рассматриваются как двухступенчатые процессы.

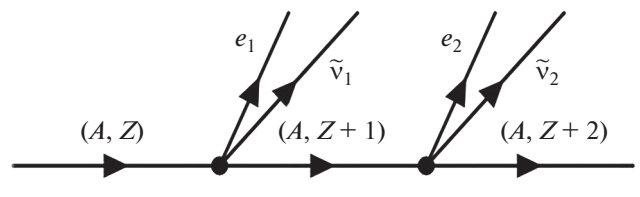


Рис. 2. Диаграмма Фейнмана для 2β-распадов.

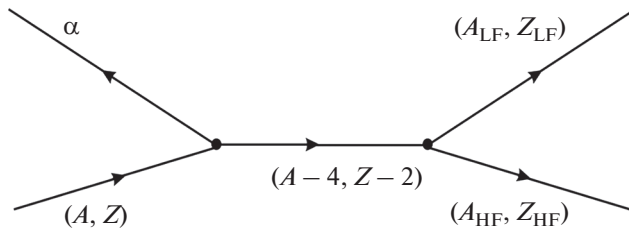


Рис. 3. Диаграмма Фейнмана, описывающая процессы для спонтанного тройного деления родительского ядра (A, Z) из его основного состояния.

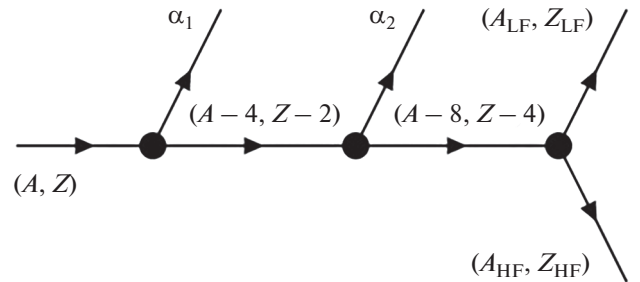


Рис. 4. Диаграмма Фейнмана, описывающая процессы для спонтанного четверного деления родительского ядра (A, Z) из его основного состояния.

имеет отрицательное значение, что приводит к виртуальному неполюсному характеру функции Грина промежуточного ядра  $G(A-1, Z-1)$ , представленной внутренней линией в диаграмме рис. 1. Следствием этого является то, что реальный одно-протонный распад основного состояния родительского ядра  $(A, Z)$  с переходом в основное состояние промежуточного ядра  $(A-1, Z-1)$  становится невозможным, поскольку в этом случае кинетическая энергия вылетающего протона  $T_{p_1} = Q_{p_1}$  и имеет нефизическое отрицательное значение. В то же время двух-протонный распад ядра  $(A, Z)$  с переходом в основное состояние дочернего ядра  $(A-2, Z-2)$  оказывается возможным при условии, что сумма теплот  $Q_{p_1}$  и  $Q_{p_2}$  одно-протонных распадов ядер  $(A, Z)$  и  $(A-1, Z-1)$  имеет положительное значение.

Несколько позже [5, 11] к подобным двухступенчатым виртуальным ядерным распадам были отнесены и 2β-распады ядер, поскольку методы, развитые ранее для описания этих распадов и использующие технику теории возмущений по гамильтониану слабого взаимодействия во втором порядке [12–14], фактически соответствовали представлению об их виртуальности. Рассматриваемые 2β-распады успешно описываются диаграммами Фейнмана рис. 2, в которых теплота  $Q_{\beta_1}$  β-распада основного состояния родительского ядра  $(A, Z)$  отрицательна, что приводит к виртуальности функции Грина промежуточного ядра  $(A, Z+1)$ .

Наконец, в работах [5, 15] теория виртуальных ядерных распадов и реакций, успешно обобщенная на случай многоступенчатых распадов [16, 17], была успешно использована для описания виртуального спонтанного и низкоэнергетического вынужденного тройного и четверного деления ядер актинидов с вылетом α-частиц в качестве третьих и четвертых легких частиц. Диаграммы Фейнмана, описывающие подобные процессы для спонтанного тройного и четверного деления родительского ядра  $(A, Z)$  из его основного состояния, даны на рис. 3, 4.

При использовании этих диаграмм были рассчитаны [5, 15] ширины  $\Gamma_{\alpha f}^A$  виртуальных распадов родительских ядер  $(A, Z)$ , описывающие спонтанное тройное и четверное деление этих ядер с испусканием α-частиц в качестве третьей и четвертой легких частиц:

$$\Gamma_{\alpha f}^A = \frac{1}{2\pi} \int \frac{\Gamma_{\alpha_1}^A(T_{\alpha_1}) \left( \Gamma_f^{(A-4)}(\tilde{T}_f^{A-4})^0 \right)}{(Q_{\alpha_1}^A - T_{\alpha_1})^2} dT_{\alpha_1}, \quad (2)$$

$$\Gamma_{\alpha f}^A = \frac{1}{(2\pi)^2} \times \iint \frac{\Gamma_{\alpha_1}^A(T_{\alpha_1}) \Gamma_{\alpha_2}^{(A-4)}(T_{\alpha_2}) \Gamma_f^{(A-8)}(Q_f - T_{\alpha_1} - T_{\alpha_2})}{(Q_{\alpha_1}^A - T_{\alpha_1})^2 (Q_{\alpha_2}^{A-4} - T_{\alpha_2})^2} dT_{\alpha_1} dT_{\alpha_2}. \quad (3)$$

В формулах (2), (3)  $\Gamma_{\alpha_1}^A(T_{\alpha_1})$  и  $\Gamma_{\alpha_2}^{(A-4)}(T_{\alpha_2})$  – ширины распада ядер  $(A, Z)$  и  $(A-4, Z-2)$  с выле-

том первой  $\alpha_1$  и второй  $\alpha_2$ -частиц, совпадающих с третьей и четвертой легкими частицами тройного и четверного деления и вылетающих с асимптотическими кинетическими энергиями  $T_{\alpha_1}$  и  $T_{\alpha_2}$ , а  $\Gamma_f^{(A-4)}$  и  $\Gamma_f^{(A-8)}$  — ширины двойного деления промежуточных ядер  $(A-4, Z-2)$  и  $(A-4, Z-2)$  с теплотами деления  $Q_f^{A-4}$  и  $Q_f^{A-8}$ .

В этих же формулах  $Q_{\alpha_1}^A$  и  $Q_{\alpha_2}^{A-4}$  — теплоты стандартных  $\alpha$ -распадов основных состояний ядер  $(A, Z)$  и  $(A-4, Z-2)$  с появлением основных состояний дочерних ядер  $(A-4, Z-2)$  и  $(A-8, Z-4)$ , определяемых формулами:

$$Q_{\alpha}^A = E(A, Z) - E(A-4, Z-2) - E(4, 2), \quad (4)$$

$$Q_{\alpha}^{A-4} = E(A-4, Z-2) - E(A-8, Z-4) - E(4, 2), \quad (5)$$

где  $E(A, Z)$ ,  $E(A-4, Z-2)$ ,  $E(A-8, Z-4)$  — внутренние энергии основных состояний ядер  $(A, Z)$ ,  $(A-4, Z-2)$ ,  $(A-8, Z-4)$  ядер, а  $E(4, 2)$  — внутренняя энергия  $\alpha$ -частицы. Для ядер-актинидов вылетающие в тройном и четверном делении  $\alpha$ -частицы являются длиннопробежными, поскольку их асимптотические кинетические энергии  $T_{\alpha_1} \approx T_{\alpha_2} \approx 16$  МэВ заметно превосходят по величине теплоты  $Q_{\alpha_1}^A \approx Q_{\alpha_2}^{A-4} \approx 6$  МэВ [18]. Этот факт свидетельствует о приобретении  $\alpha$ -частицами тройного и четверного деления ядер дополнительной кинетической энергии по сравнению с их стандартным  $\alpha$ -распадом, что объясняется реализацией виртуального механизма вылета  $\alpha$ -частиц в тройном и четверном делении ядер. В этом случае функция Грина промежуточных ядер  $(A-4, Z-2)$  и  $(A-8, Z-4)$ , представленных на диаграммах рис. 3 и 4 сплошными линиями, носит виртуальный характер.

Поскольку экспериментальные угловые распределения  $\alpha$ -частиц в тройном и четверном делении ядер, имеют [18, 19] анизотропный характер, когда максимумы этих распределений формируются при направлениях вылета этих частиц, перпендикулярных к направлению вылета легких фрагментов деления, можно сделать вывод, что вылетающие  $\alpha$ -частицы в отличие от  $\alpha$ -частиц стандартных  $\alpha$ -распадов родительских ядер формируются не в первых ямах потенциалов деформации делящихся ядер, а в шейках этих ядер для их предразрывных конфигураций, соответствующих появлению двух деформированных предфрагментов деления, соединенных указанной шейкой. Этот результат был использован в расчетах характеристик виртуального тройного и четверного деления ядер, проведенных в работах [5, 15].

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРЕДРАЗРЫВНЫХ НЕЙТРОНОВ ПРИ СПОНТАННОМ И ВЫНУЖДЕННОМ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР

Хорошо известно [19], что при спонтанном и низкоэнергетическом вынужденном двойном делении ядер-актинидов появляются нейтроны с малыми характерными временами вылета  $\tau \leq 10^{-4}$  с и задержанные нейтроны с характерными временами вылета  $\tau \approx 10$  с, появление которых связано с  $\beta$ -распадами фрагментов деления ядер. Нейтроны с малыми характерными временами вылета включают в себя мгновенные нейтроны, испаряемые из полностью ускоренных в их взаимном кулоновском поле и термализованных фрагментов деления, и разрывные нейтроны, испускаемые в делящейся системе в моменты времени, близкие к моменту разрыва делящегося ядра на фрагменты деления. В свою очередь, разрывные нейтроны можно разделить на нейтроны, испускаемые фрагментами деления до того, как они полностью ускорятся, и предразрывные нейтроны, вылетающие из делящегося ядра до его разрыва на фрагменты деления.

Проведем дальнейшее рассмотрение для нейтронов с малыми характерными временами вылета, экспериментальные спектры которых на один акт деления  $n_{exp}(T, \theta)$ , где  $T$  и  $\theta$  — асимптотическая кинетическая энергия вылетающего нейтрона и угол между направлениями вылетов нейтрона и легкого фрагмента деления, были найдены для спонтанного двойного деления ядра  $^{252}\text{Cf}$  [21, 23, 24] и индуцированного тепловыми нейтронами двойного деления ядер  $^{233}\text{U}$  [23, 24],  $^{235}\text{U}$  [22, 24] и  $^{239}\text{Pu}$  [22]. Тогда спектр разрывных нейтронов  $n_{sc}(T, \theta)$  можно представить как

$$n_{sc}(T, \theta) = n_{exp}(T, \theta) - n_{ev}(T, \theta), \quad (6)$$

где  $n_{ev}(T, \theta)$  — спектр испарительных нейтронов. В рассмотренных работах при использовании методов, представленных в обзоре [20], были рассчитаны теоретические спектры мгновенных нейтронов  $n_{ev}(T, \theta)$  и по формуле (6) найдены интегральные угловые распределения разрывных нейтронов  $n_{sc}(\theta) = \int n_{ev}(T, \theta) dT$ , которые представлены на рис. 5–8.

Как видно из рис. 5–8, для определенных углов  $\theta$  найденные значения  $n_{sc}(\theta)$  оказываются отрицательными, что физически невозможно. Этот факт свидетельствует о неточности формул, использованных при расчетах испарительных спектров нейтронов. Для рассматриваемых ядер-мишеней интегральные выходы делительных нейтронов на один акт деления  $n_{sc} = \int n_{sc}(\theta) d\Omega$ , где  $\Omega$  — телесный угол, и средние кинетические энер-

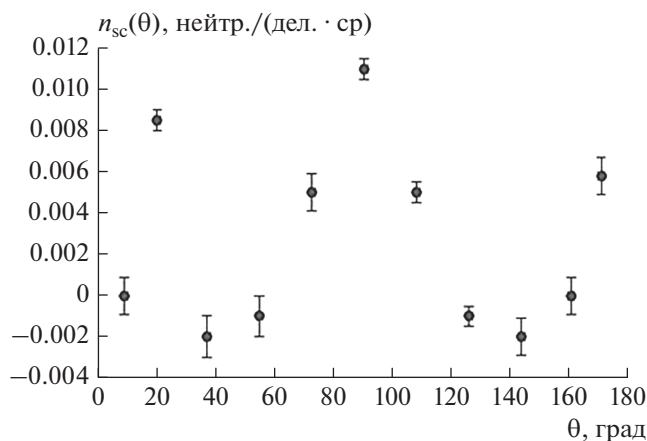


Рис. 5. Интегральное угловое распределение разрывных нейтронов <sup>252</sup>Cf.

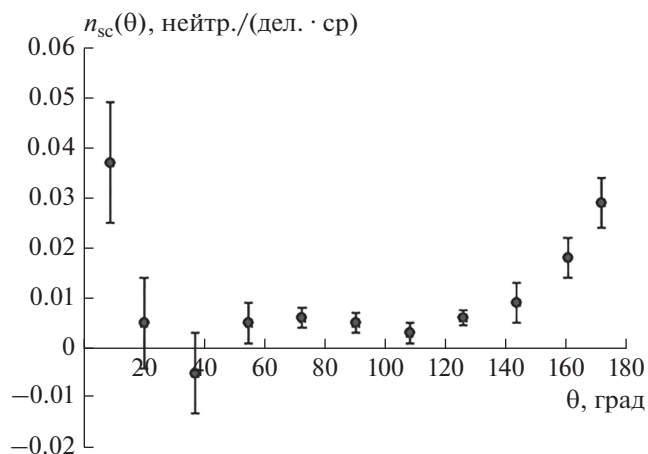


Рис. 7. Интегральное угловое распределение разрывных нейтронов <sup>235</sup>U.

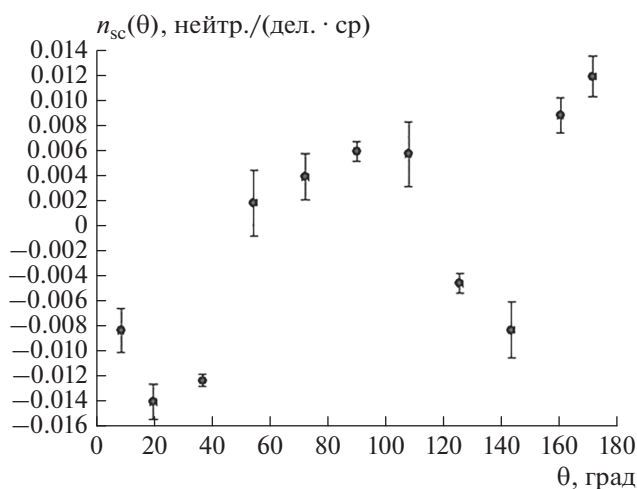


Рис. 6. Интегральное угловое распределение разрывных нейтронов <sup>233</sup>U.

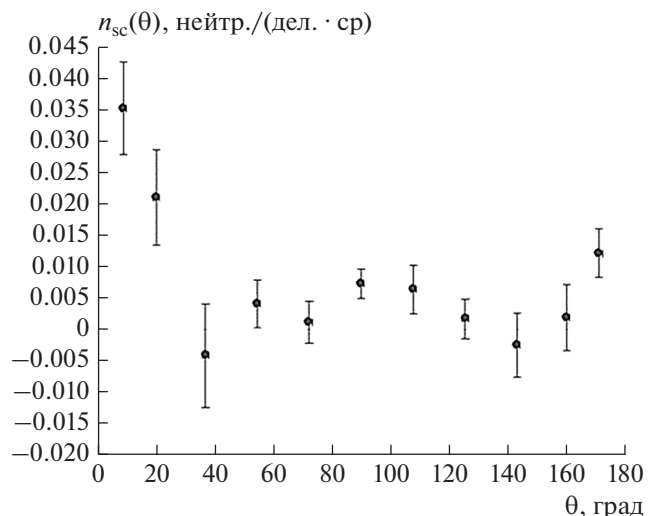


Рис. 8. Интегральное угловое распределение разрывных нейтронов <sup>239</sup>Pu.

гии указанных нейтронов  $\bar{T}$  имеют значения, представленные в табл. 1.

Как видно из табл. 1, интегральные выходы  $n_{sc}$  разрывных нейтронов на один акт деления для реакций спонтанного и низкоэнергетического вынужденного двойного деления ядер-актинидов оказываются близкими друг к другу, а их величины в среднем достигают значений 1/50.

В представленных выше (рис. 5–8) угловых распределениях разрывных нейтронов  $n_{sc}(\theta)$  на один акт деления для всех исследованных ядер-мишеней наблюдаются характерные пики для областей углов с максимумами вблизи угла  $\theta = 90^\circ$ , на которые приходится около 40% от полного

Таблица 1. Выходы и средние энергии разрывных нейтронов в исследуемых ядрах

	<sup>233</sup> U(n,f)	<sup>235</sup> U(n,f)	<sup>239</sup> Pu(n,f)	<sup>252</sup> Cf(sf)
$n_{sc} \cdot 10^2$	$1.5 \pm 0.6$	$1.8 \pm 0.6$	$2.4 \pm 0.2$	$2.0 \pm 0.6$
$\bar{T}$ , МэВ	$0.53 \pm 0.08$	$0.47 \pm 0.05$	$0.40 \pm 0.05$	$0.58 \pm 0.06$

числа разрывных нейтронов  $n_{sc}$ , что приводит к появлению среднего числа нейтронов в данных областях на один акт деления, близкого к  $1/125$ . Средние кинетические энергии указанных нейтронов оказываются близкими к средним кинетическим энергиям разрывных нейтронов  $\bar{T}$  представленных в табл. 1.

### ВИРТУАЛЬНЫЙ МЕХАНИЗМ ПОЯВЛЕНИЯ ПРЕДРАЗРЫВНЫХ НЕЙТРОНОВ КАК ТРЕТЬИХ ЧАСТИЦ В ВЫНУЖДЕННОМ И СПОНТАННОМ ТРОЙНОМ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР

Для объяснения экспериментальных угловых и энергетических характеристик разрывных нейтронов, вылетающих в области углов  $60^\circ \leq \theta \leq 120^\circ$  при спонтанном делении основного состояния  $^{252}\text{Cf}$ , необходимо понять, почему эти нейтроны имеют средние кинетические энергии  $0.6$  МэВ, когда энергия связи нейтронов  $B_n$  в этих ядрах имеет отрицательное значение  $B_n = -6.2$  МэВ. Такое понимание становится возможным, если указанные нейтроны рассматривать как предразрывные виртуальные нейтроны, механизм появления которых аналогичен рассмотренному выше [1, 5, 15] виртуальному механизму появления  $\alpha$ -частиц как третьих частиц в тройном делении ядер. Другими словами, вылет данных нейтронов при спонтанном делении родительских ядер можно рассматривать как тройное деление этих ядер с испусканием в качестве третьих частиц указанных нейтронов. Диаграмма Фейнмана, описывающая этот процесс, совпадает с аналогичной диаграммой рис. 3.

Энергии связи  $B_n$  нейтрона в основных состояниях составных делящихся ядер-актинидов  $(A, Z)$  имеют отрицательные значения и оказываются близкими к  $-6.5$  МэВ. Это приводит к тому, что нейтронный распад с вылетом нейтрона этих ядер  $(A, Z)$  возможен только при возбуждении этих ядер до энергии возбуждения  $E_{ex} > |B_n|$ . Поэтому спонтанное тройное деление указанных ядер с вылетом нейтронов в качестве третьих частиц возможно только в рамках виртуального механизма, описываемого диаграммой Фейнмана рис. 5.

Как было показано выше, угловое распределение предразрывных нейтронов, вылетающих в спонтанном и низкоэнергетическом вынужденном делении рассматриваемых выше ядер-мишеней, имеет экваториальный характер по отношению к направлению вылета легкого фрагмента деления. Поэтому формирование этого углового распределения может быть объяснено по аналогии с формированием рассмотренного выше уг-

лового распределения предразрывных  $\alpha$ -частиц вылетом предразрывных нейтронов из шейки составного делящегося ядра, соединяющей предфрагменты деления в конфигурации составного делящегося ядра в окрестности точки его разрыва на фрагменты деления. Тогда основанную на использовании диаграммы рис. 5 формулу для ширины спонтанного тройного деления ядра  $(A, Z)$  с вылетом предразрывного нейтрона можно представить как

$$\Gamma_{nf}^A = \frac{1}{2\pi} \int \frac{\Gamma_n^A(T_n) \Gamma_f^{(A-1)0} (Q_f^{A-1} - |B_n - T_n|)}{(B_n - T_n)^2} dT_n, \quad (7)$$

где  $\Gamma_n^A(T_n)$  – ширина вылета предразрывного нейтрона, которая представляется как

$$\Gamma_n^A(T_n) = \omega_0 \Gamma_n^{A0}(T_n), \quad (8)$$

где  $\omega_0$  – вероятность перехода делящегося ядра  $(A, Z)$  из его конфигурации в первой яме потенциала деформации в его конфигурацию в окрестности разрыва этого ядра,  $\Gamma_n^{A0}(T_n)$  – ширина вылета предразрывного нейтрона из конфигурации делящегося ядра вблизи его точки разрыва. Величина  $\Gamma_f^{(A-1)0}$  в формуле (7) совпадает с шириной двойного деления промежуточного ядра  $(A-1, Z)$  из рассмотренной выше его предразрывной конфигурации.

Тройное вынужденное деление составного делящегося ядра  $(A+1, Z)$ , возникающего при захвате теплового нейтрона с кинетической энергией  $T_n \approx 0.0025$  эВ находящимся в основном состоянии ядром-мишенью  $(A, Z)$  с вылетом предразрывных нейтронов  $n_1$  с кинетическими энергиями  $T_{n_1} > T_n$  возможно только в случае виртуальности тройного деления указанного составного ядра, когда часть  $(T_{n_1} - T_n)$  кинетической энергии вылетающего предразрывного нейтрона  $n_1$  берется за счет уменьшения кинетической энергии  $T_f$  фрагментов деления промежуточного ядра  $(A, Z)$ , появляющегося после вылета нейтрона  $n_1$  из составного ядра  $(A+1, Z)$ . Рассмотрим энергетическое распределение отношения  $C_{nf}^A(T_n)$  ширины (7) спонтанного тройного деления ядра-мишени  $(A, Z)$  с вылетом предразрывных нейтронов к ширине двойного деления указанного ядра:

$$C_{nf}^A(T_n) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma_n^A(T_n) \Gamma_f^{(A-1)0} (Q_f^{A-4} - |B_n - T_n|)}{\Gamma_f^A(B_n - T_n)^2}. \quad (9)$$



Подставляя формулу (8) в (9), используя для ширины  $\Gamma_f^A$  формулу:

$$\Gamma_f^A = \omega_0 \Gamma_f^{A0}, \quad (10)$$

учитывая близость делительных ширин  $\Gamma_f^{(A-1)0}$  и  $\Gamma_f^{A0}$ , величину  $C_{nf}^A(T_n)$  можно преобразовать к виду:

$$C_{nf}^A(T_n) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma_n^{A0}(T_n)}{(B_n - T_n)^2}. \quad (11)$$

Используя R-матричную теорию для построения нейтронных ширин с вылетом предразрывных нейтронов из сферической шейки делящегося ядра с радиусом  $r_0$  из конфигурации, предшествующей его разрыву на фрагменты деления, из формулы (9) можно получить значение принтегрированной по энергиям значения величины  $C_{nf}^A(T_n)$ . Сопоставляя это значение с величиной полученного выше выхода предразрывных нейтронов на один акт деления, можно найти значение радиуса шейки  $r_0 = 3$  Фм. Это значение оказывается в разумном согласии с радиусом шейки делящегося ядра в его конфигурации, предшествующей разрыву этого ядра на фрагменты деления, оцененной в работе [20].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работах [21–24] проведены экспериментальные измерения угловых и энергетических распределений нейтронов деления  $n(T, \theta)$  на акт деления при условии  $n(T, \theta) = n_{ev}(T, \theta) + n_{sc}(T, \theta)$ , где  $T$  – асимптотическая кинетическая энергия нейтрона, а  $\theta$  – угол между направлениями вылетающих нейтронов и легкого фрагмента деления, причем  $n_{ev}(T, \theta)$  – число мгновенных нейтронов, испаряемых из легкого и тяжелого фрагментов деления, а  $n_{sc}(T, \theta)$  – число разрывных нейтронов. Эти измерения соответствовали случаям спонтанного деления ядра  $^{252}\text{Cf}$  и индуцированного тепловыми нейтронами деления ядер-мишеней  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ . К сожалению, используемые для расчетов  $n_{ev}(T, \theta)$  подходы требуют определенной корректировки. В настоящей работе для всех исследованных ядер продемонстрировано появление пика для  $n_{sc}(T, \theta)$  в окрестности угла  $\theta = 90^\circ$  для  $50^\circ \leq \theta \leq 125^\circ$ , что является прямым указанием на вылет разрывных нейтронов из шейки составного делящегося ядра. В то же время энергетический спектр  $n_{sc}(T, \theta)$  в указанной области углов соответствует энергиям нейтронов, лежащих в области  $0 \leq T \leq 1$  МэВ. Поскольку указанные нейтроны вылетают из нейтронных состояний составного делящегося ядра, то появление указанных

нейтронов в состояниях непрерывного спектра с положительными энергиями  $0 \leq T \leq 1$  МэВ и углами вылета в окрестности угла  $\theta = 90^\circ$  можно объяснить, рассматривая вылет из шейки составного делящегося ядра указанных нейтронов в качестве варианта тройного деления ядер, где в качестве третьей легкой частицы рассматривается этот нейтрон.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ахизер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика. М.: Физматгиз, 1981.
2. Кадменский С.Г., Иванков Ю.В. // ЯФ. 2014. Т. 77. № 8. С. 1075; *Kadmensky S.G., Ivankov Yu.V.* // Phys. Atom. Nucl. 2014. V. 77. No. 8. P. 1019.
3. Кадменский С.Г., Иванков Ю.В. // ЯФ. 2014. Т. 77. № 12. С. 1532; *Kadmensky S.G., Ivankov Yu.V.* // Phys. Atom. Nucl. 2014. V. 77. No. 12. P. 1605.
4. Кадменский С.Г., Иванков Ю.В., Любашевский Д.Е. // ЯФ. 2017. Т. 80. № 5. С. 500; *Kadmensky S.G., Ivankov Yu.V., Lyubashevsky D.E.* // Phys. Atom. Nucl. 2017. V. 80. No. 5. P. 903.
5. Кадменский С.Г., Титова Л.В., Любашевский Д.Е. // ЯФ. 2020. Т.83. № 4. С. 326; *Kadmensky S.G., Titova L.V., Lyubashevsky D.E.* // Phys. Atom. Nucl. 2020. V. 83. No. 4. P. 326.
6. *Goldansky V.I.* // Sov. JETP. 1960. V. 39. P. 497.
7. *Goldansky V.I.* // Sov. Phys. Usp. 1965. V. 87. P. 255.
8. *Pfutzner M., Badura E., Bingham C. et al.* // Eur. Rev. Lett. 2002. V. 14. P. 279.
9. *Giovanazzo J., Blank B., Chartier M.S. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. Art. No. 102501.
10. *Dossat C., Bey A., Blank B. et al.* // Phys. Rev. C. 2005. V. 72. Art. No. 054315.
11. Любашевский Д.Е. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 10. С. 1406; *Lubashevsky D.E.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 10. P. 1201.
12. *Sliv L.A.* // Sov. JETP. 1950. V. 20. P. 1035.
13. *Suhonen J., Civitarese O.* // Phys. Rep. V. 1998. P. 300.
14. *Tretyak V.I.* Double beta decay: history and current status. KINR, 2014.
15. Кадменский С.Г., Титова Л.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 5. С. 732; *Kadmensky S.G., Titova L.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 5. P. 569.
16. Кадменский С.Г., Бульчев А.О. // ЯФ. 2016. Т. 79. № 5. С. 564; *Kadmensky S.G., Bulychev A.O.* // Phys. Atom. Nucl. 2016. V. 79. No. 5. P. 793.
17. Кадменский С.Г., Бульчев А.О. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. С. 1009; *Kadmensky S.G., Bulychev A.O.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. P. 921.
18. *Vermote S., Wagemans C., Serot O. et al.* // Nucl. Phys. A. 2010. V. 837. P. 176.
19. *Mutterer M., Theobald J.P.* Dinuclear decay modes. Chap. 12. Bristol: IOP Publ., 1976.

20. *Capote R., Chen Y.-J., Habsch F.-J. et al.* // Nucl. Data Sheets. 2016. V. 131. P. 1.
21. *Воробьев А.С., Щербаков О.А., Гагарский А.М. и др.* // ЖЭТФ. 2017. Т. 152. № 4. С. 730; *Vorobyev A.S., Shcherbakov O.A., Gagarsky A.M. et al.* // JETP. 2017. V. 152. No. 4. P. 619.
22. *Воробьев А.С., Щербаков О.А., Гагарский А.М. и др.* // ЖЭТФ. 2018. Т. 127. № 4. С. 774; *Vorobyev A.S., Shcherbakov O.A., Gagarsky A.M. et al.* // JETP. 2018. V. 154. P. 659.
23. *Воробьев А.С., Щербаков О.А., Гагарский А.М. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 10. С. 1373; *Vorobyev A.S., Shcherbakov O.A., Gagarsky A.M. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 10. P. 1245.
24. *Vorobyev A.S., Shcherbakov O.A., Gagarsky A.M. et al.* // EPJ Web Conf. 2020. V. 239. Art. No. 05008.

## Possibility of identifying the virtual component in pre-scission neutrons

S. G. Kadmsky<sup>a, \*</sup>, S. V. Kufayev<sup>a</sup>, Y. O. Otvoidenko<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Voronezh State University, Voronezh, 394030 Russia

\*e-mail: kadmsky@phys.vsu.ru

The mechanism of the appearance of pre-scission neutrons for spontaneous and thermal neutron-induced fission, experimentally studied in several works for a group of actinide nuclei, was investigated. It was demonstrated that the spectra of pre-scission neutrons corresponded to average kinetic energies of about 0.5 MeV and angular distributions having a characteristic maximum in the vicinity of an angle of 90° between the directions of emission of the indicated neutrons relative to the direction of emission of the light fission fragment. It is shown that these characteristics of the neutron spectrum can be explained by considering the pre-scission neutrons emission from the neck of a compound fissile nucleus based on the virtual mechanism of ternary fission of nuclei.

## КЛАСТЕРИЗАЦИЯ И ФОРМИРОВАНИЕ МИКРОСКОПИЧЕСКИ РАЗДЕЛЕННЫХ СОСТОЯНИЙ В РАСЧЕТАХ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ ДЕЛЕНИЯ

© 2022 г. Ю. В. Иванский<sup>1</sup>, А. В. Унжакова<sup>1</sup>, \*

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Санкт-Петербургский государственный университет”, Санкт-Петербург, Россия

\*E-mail: a.unzhakova@spbu.ru

Поступила в редакцию 18.04.2022 г.

После доработки 13.05.2022 г.

Принята к публикации 23.05.2022 г.

Недавние эксперименты существенно расширили наши знания о кластерных эффектах в процессе деления тяжелых ядер. В последние годы описанию кластеризации в ядерных системах посвящено много новых теоретических исследований на основе расчетов поверхностей потенциальной энергии в рамках модели среднего поля с использованием различных реалистических многомерных потенциалов или в самосогласованных моделях. До сих пор остается открытым вопрос об адекватном описании процесса изменения кластерной структуры внутри делящейся системы в точках сингулярности поверхностей потенциальной энергии. Предложена теоретическая микроскопическая модель кластеризации и перекластеризации нуклонов для предразрывных конфигураций делящейся ядерной системы.

DOI: 10.31857/S0367676522090095

### ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия влияние кластеризации на структуру тяжелых деформированных ядер в связи с проявлением мультимодальности в процессе их деления многократно изучалось в рамках различных теоретических подходов [1–4]. Теоретическая группа, работающая в Дубне, успешно развивает и применяет для объяснения экспериментальных данных модель, в которой информация о двух различных кластерах внутри сложной ядерной системы закладываются изначально [5, 6]. В рамках такого подхода сильно деформированное ядро описывается как эволюция двойной ядерной системы по релевантным коллективным координатам.

В лаборатории имени Флерова работает международная группа, изучающая кластерные эффекты в делении тяжелых ядер экспериментально. Ими были открыты несколько новых мод деления на два, три и четыре осколка. Также были получены свидетельства возможной перекластеризации внутри делящейся системы [7–10].

Именно для теоретического описания экспериментальных результатов этой группы мы использовали метод оболочечной поправки Струтинского с реалистичным ядерным потенциалом и впервые описали кластеризацию ядерной мате-

рии при деформации, причем никакой информации о том, какие кластеры в системе должны возникнуть, в модели оболочечной поправки в принципе не существует [11]. Рассчитанные методом Струтинского равновесные формы деформированного тяжелого ядра могут быть затем отдельно численно проанализированы с кластерной точки зрения [12].

В наших расчетах для последовательного и полного теоретического изучения возможности формирования кластерных структур в процессе деформации и деления тяжелых ядер были проведены расчеты методом оболочечной поправки Струтинского с реалистичным ядерным потенциалом, сохраняющем толщину поверхностного слоя постоянной при экстремально больших удлинениях вплоть до образования и разрыва шейки [13]. Причем ни один параметр потенциала для описания всей мультимодальной структуры и различных кластерных конфигураций в этих расчетах не изменялся. Именно увеличение размерности пространства параметров деформации в наших расчетах потенциальной энергии тяжелых ядер в процессе деления позволило впервые выделить редкие кластерные структуры, образующиеся внутри делящейся тяжелой ядерной системы.

## КЛАСТЕРИЗАЦИЯ В ПРОЦЕССЕ ДЕЛЕНИЯ

Представление о делительной моде или возможном для ядра пути к делению в многомерном пространстве параметров деформации связано с выявлением в рельефе поверхности потенциальной энергии долин, разделенных хребтами. Ядро, спускаясь с барьера деления, выбирает один из потенциальных путей, причем на какие два осколка оно разделится, зависит от того, по какой долине шел спуск. Генезис формы ядра, соответствующий каждой из долин, оказывается связанным с формирующимися внутри системы магическими оболочками будущих осколков деления.

Численные расчеты показали, что в реалистическом потенциале с постоянной толщиной поверхностного слоя образуется и некоторое время сохраняется существенная структура так называемых больших оболочек. Наиболее ярко она проявляется в некоторых определенных частях поверхности потенциальной энергии, эти устойчивые кластерные структуры будущих осколков деления Струтинским были названы промежуточными состояниями в делении ядер.

Теоретическое описание процесса деления, осуществленное в пространстве деформаций достаточно высокой размерности, позволило существенно уточнить представление об этом сложном процессе и проанализировать причину возникновения различных мод деления. Но в отличие от трехмерных поверхностей потенциальной энергии, в сложной топологии поверхностей потенциальной энергии высокой размерности появляются точки сингулярностей и разрывы на пути ядерной системы к делению вдоль всех основных долин.

В точках сингулярностей состояние сложной системы изменяется скачком вместе с наблюдаемым резким изменением расчетной формы ядра в локальном минимуме потенциальной энергии. Аналогичные результаты показывают и самосогласованные подходы, где наблюдаются переходы между различными перекрывающимися поверхностями и получаются многочисленные области поверхностей с разрывами [1, 14].

Возникновение областей сингулярности на многомерных поверхностях потенциальной энергии не связано с качеством применяемой процедуры поиска локальных минимумов, а являются отражением изменения внутренней микроскопической структуры делящейся системы с деформацией. Закономерность существования таких областей подтверждается их независимым возникновением в расчетах многих теоретических групп, использующих различные модели среднего поля и реалистического ядерного потенциала, в том чис-

ле и в самосогласованных расчетах [1, 14, 15]. Таким образом, поведение сложной системы в этих областях может быть адекватно описано только за рамками моделей среднего поля.

## ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Поведение делящегося ядра в модели жидкой капли описывается в терминах равновесной динамики или среднего поля. Жидкокапельная модель объясняет многие черты деления ядра, но процесс образования кластерных структур требует теоретического описания, выходящего за рамки классических подходов. Возникающая неоднородность распределения нуклонов в фазовом пространстве приводит к появлению оболочечной поправки, отвечающей изменению формы ядра. Она соответствует отклонению реальной плотности уровней от усредненной, рассчитанной для равномерного распределения нуклонов в фазовом пространстве. Существование оболочечных минимумов при деформациях, превышающих равновесную, отвечает за появление спонтанно делящихся изомеров. Таким образом установлена связь оболочечной поправки с флуктуациями в пространственном распределении нуклонов.

Короткодействующий характер ядерных сил приводит, как правило, к сферической форме ядер. Деформации ядер определяется квадрупольной компонентой эффективных межнуклонных сил притяжения и сил спаривания. Для случая бесконечной ядерной материи энергия связи одного нуклона определяется его взаимодействием с ближайшими соседями. В этом случае энергия связи нуклонов пропорциональна их числу  $A$ . Нуклоны, расположенные на поверхности ядра, имеют меньшее число связей, чем внутренние, поэтому полная энергия связи уменьшается на величину, пропорциональную поверхности ядра  $\sim A^{2/3}$ , но для моделирования формирования кластеров внутри делящейся ядерной системы этот член в энергии связи учитывать не нужно, так как у только начинающего образовываться магического ядерного кластера поверхности нет. Плотность ядерной материи постоянна и не может уменьшиться ниже плотности насыщения даже при очень тонкой шейке. Явление насыщения и короткодействие ядерных сил объясняются их обменным характером. Так как ядерное взаимодействие короткодействующее, реалистичный потенциал должен повторять по форме распределение материи в ядре. Нуклоны в ядре ведут себя как делокализованные и независимые.

Установлена связь между эволюцией кластерной структуры внутри системы и ее макроскопическими свойствами, но детальный механизм и условия образования кластеров внутри ядра еще не описан. Его описание требует возвращения к жид-

кокапельным аспектам ядерной материи и введения в рассмотрение типичного расстояния между нуклонами.

Для двухмерного случая уже существуют подходы к образованию кластеров, например [16–18]. Мы предлагаем аналогичную трехмерную модель.

Пусть вектор  $x \in R^m$  представляет набор характеристик частицы  $i \in N$ . Соседние частицы в рассматриваемом объеме взаимодействуют между собой. Связи между соседними частицами могут быть представлены графом  $G = \{N, E, C\}$  с множеством вершин  $N$ , обозначающим частицы  $i \in N$ ; множеством ребер  $E = \{(i, j) : i, j \in N\}$ , состоящим из пар  $(i, j)$ , обозначающих взаимодействие между частицами  $i$  и  $j$ , соответствующим связям в графе  $G$ ; и матрицей связности  $C$ , образованной элементами  $c_{ij}$ , равными 1 в случае, если частицы  $i$  и  $j$  связаны, и  $c_{ij} = 0$  в противном случае.

Расхождение в характеристиках между частицами в делящейся системе можно определить как значение лапласовского потенциала [19] графа  $G$ :

$$\Phi_G = \frac{1}{2} \sum c_{ij} (x_j - x_i)^2,$$

где  $N_i$  – множество соседних частиц частицы  $i$ . Введем внешнее возмущение  $z_i$ , воздействующее на частицу  $x_i$ . Динамика системы частиц задается следующей системой  $N$  уравнений в дискретном времени (также можно сформулировать динамику в непрерывном времени):

$$\begin{aligned} x_i^{t+1} &= x_i^t + z_i^t + \gamma \sum c_{ij}^t (x_j^t - x_i^t) = \\ &= x_i^t + z_i^t + \gamma \left( \sum c_{ij}^t x_j^t \right) - \gamma d^i(C^t) x_i^t, \quad i \in N, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $d_i(C) = \sum_{j=1}^n c_{ij}$  – сумма  $i$ -й строки матрицы  $C$ . Обозначим  $D(C) = \text{diag}\{d_i(C)\}$  соответствующую диагональную матрицу.

Согласно модели (1) состояние  $i$ -й частицы  $x_i^{t+1}$  в момент времени  $t + 1$  равно ее состоянию в предыдущий момент времени  $x_i^t$  плюс влияние внешнего возмущения  $z_i^t$  плюс влияние взаимодействия с соседними частицами  $j \in N_i^t$ . Чем больше разница в состояниях между соседними частицами, тем больше влияние взаимодействия между частицами.

Вектор  $x_i$  обозначает состояние частицы  $i$  и характеризует различные параметры частицы, не влияющие друг на друга. Чтобы применить одну и ту же динамику к  $m$  различным параметрам по отдельности, вводится произведение Кронекера (обозначаемое  $\otimes$ ) при переходе к матричной форме записи уравнения динамики системы.

Модель (1) может быть записана в матричной форме. Введем  $R^{mn}$  – значные векторы  $X$  и  $Z$  путем конкатенации соответствующих векторов  $x_i^t$  и  $z_i^t$ . Динамика системы может быть записана в виде

$$X^{t+1} = X^t + \gamma (C^t \otimes I_m) X^t - \gamma (D(C^t) \otimes I_m) X^t + Z^t,$$

где  $C^t \otimes I_m$  – произведение Кронекера, которое является блочной матрицей размера  $nm \times nm$ :

$$C^t \otimes I_m = \begin{bmatrix} c_{11}^t I_m & L & c_{1n}^t I_m \\ M & O & M \\ c_{m1}^t I_m & L & c_{mn}^t I_m \end{bmatrix}.$$

Предлагаемая модель описывает эволюцию ядерной системы, состоящей из взаимосвязанных взаимодействующих элементов – частиц, в которых связь имеется только между соседними частицами.

Система с заданной динамикой демонстрирует тенденцию к образованию кластеров и рекластеризации в процессе эволюции своего состояния.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предлагаемая в работе модель делает принципиально возможными динамические микроскопические расчеты наблюдаемого процесса кластеризации в процессе деления тяжелой ядерной системы. Такая многочастичная модель требует еще задания нуклон-нуклонного взаимодействия, подходящего для этого нового класса моделей. Особенностью разрабатываемой модели является управляющая роль флуктуаций ядерной плотности в процессе образования кластера внутри сложной системы.

Часть работ была выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 21-19-00516).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zdeb A., Warda M., Robledo L. // Phys. Rev. C. 2021. V. 104. Art. No. 014610.
2. Bender M., Bernard R., Bertsch G. et al. // J. Phys. G. 2020. V. 47. No. 11. Art. No. 113002.
3. Nasirov A., Von Oertzen W., Tashkhodjaev R. // Pramana. 2015. V. 85. No. 2. P. 367.
4. Santhosh K., Jose T. // Pramana. 2021. V. 95. No. 4. P. 1.
5. Rogov I., Adamian G., Antonenko N. // Phys. Rev. C. 2021. V. 104. Art. No. 034618.
6. Pasca H., Andreev A., Adamian G., Antonenko N. // Phys. Rev. C. 2021. V. 104. Art. No. 014604.
7. Pyatkov Y., Kamanin D., Alexandrov A. et al. // Phys. Rev. C. 2017. V. 96. Art. No. 064606.
8. Pyatkov Y., Kamanin D. // J. Phys. Conf. Ser. 2019. V. 1390. No. 1. Art. No. 012011.

9. *Von Oertzen W., Nasirov A.* // EPJ A. 2020. V. 96. No. 6. Art. No. 064606.
10. *Strekalovsky A., Kamanin D., Alexandrov A.* // Proc. Int. Symp. Exotic Nuclei. (Petrozavodsk, 2020). P. 455.
11. *Jolos R.V., Palchikov Y.V., Pashkevich V.V., Unzhakova A.V.* // Il Nuovo Cimento A. 1997. V. 110. No. 9. P. 941.
12. *Pyatkov Y.V., Pashkevich V.V., Trzaska W.Y. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2004. V. 67. No. 9. P. 1726.
13. *Unzhakova A.V., Pashkevich V.V., Pyatkov Y.V.* // Int. J. Mod. Phys. E. 2010. V. 19. No. 4. P. 718.
14. *Staszczak A., Baran A., Dobaczewski J., Nazarewicz W.* // Phys. Rev. C. 2009. V. 80. Art. No. 014309.
15. *Dubray N., Regnier D.* // Comput. Phys. Commun. 2012. V. 183. No. 10. P. 2035.
16. *Unzhakova A., Granichin O. et al.* // Proc. Smart Nano-Materials (Paris, 2018). P. 78.
17. *Nazmitdinov R.* // Phys. Part. Nucl. Lett. 2019. V. 16. No. 3. P. 159.
18. *Amelin K., Amelina N., Granichin O. et al.* // Proc. 2019 IEEE Conf. Control Technol. Appl. CCTA. (Hong Kong, 2019). P. 355.
19. *Saber R.O., Murray R.M.* // Proc. Amer. Control Conf. 2003. P. 951.

## **Clustering and microscopically separated states formation in fission potential energy calculations**

**Yu. V. Ivanskiy<sup>a</sup>, A. V. Unzhakova<sup>a, \*</sup>**

<sup>a</sup> *Saint-Petersburg State University, St Petersburg, 199034 Russia*

<sup>\*</sup>*e-mail: a.unzhakova@spbu.ru*

Recent experiments have significantly expanded our knowledge of cluster effects in the fission of heavy nuclei. In recent years, many new theoretical studies have been devoted to the description of clustering in nuclear systems based on the calculation of potential energy surfaces within the framework of the mean field model using various realistic multidimensional potentials or in self-consistent models. The question of an adequate description of the process of changing the cluster structure inside a fissile system at singularity points of potential energy surfaces remains open. We proposed a theoretical microscopic model of nucleon clustering and re-clustering for pre-scission configurations of a fissile nuclear system.

УДК 543.429.3

## ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ ЯДЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ АНАЛИТИЧЕСКОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ И КОРРЕКТИРОВКИ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ЖИДКОСТНОЙ ЭКСТРАКЦИИ ТРАНСПЛУТОНИЕВЫХ И РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

© 2022 г. Е. А. Верховская<sup>1</sup>\*, К. В. Ершов<sup>1</sup>, Н. Е. Мишина<sup>1</sup>,  
А. Ю. Николаев<sup>1</sup>, Я. О. Плешаков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Акционерное общество “Радиевый институт имени В. Г. Хлопина”, Санкт-Петербург, Россия

\*E-mail: verhkatand@gmail.com

Поступила в редакцию 18.04.2022 г.

После доработки 13.05.2022 г.

Принята к публикации 23.05.2022 г.

Для мониторинга экстракции трансплутониевых элементов использована оценка объемной активности растворов по гамма- и альфа-спектрам. Обсуждаются критерии выбора методики измерений на примере конкретного эксперимента.

DOI: 10.31857/S0367676522090320

### ВВЕДЕНИЕ

В экспериментах, проводимых по схеме описанной в работе [1], итоговым результатом являются распределение концентраций элементов в ступенях экстракторов. Для корректировки эксперимента отбираются соответствующие образцы растворов. Наиболее удобным и оперативным инструментом для определения концентрации ТПЭ являются спектрометры ионизирующих излучений. Для анализа концентраций находятся объемные активности растворов, концентрация вычисляется по формуле (1):

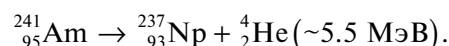
$$n = \left| \frac{dN}{dt} \right| \cdot \frac{1}{V} \cdot \frac{T_{1/2}}{\ln 2} \cdot \frac{M}{N_A}, \quad (1)$$

где  $n$  – концентрация ТПЭ в растворе,  $\left| \frac{dN}{dt} \right|$  – активность образца,  $V$  – его объем,  $T_{1/2}$  – период полураспада ТПЭ,  $M$  – его молярная масса,  $N_A$  – число Авогадро. Например, для  $^{241}\text{Am}$   $T_{1/2} = 1.365 \cdot 10^{10}$  с,  $M = 241$ . Пробы отбирались объемом 5 мл. Тогда для перевода активности в концентрацию для  $^{241}\text{Am}$  получается следующее соотношение:

$$n = \left| \frac{dN}{dt} \right| \cdot \frac{1}{5 \cdot 10^{-3} \text{ л}} \cdot \frac{1.365 \cdot 10^{10} \text{ с}}{0.6931} \times \\ \times \frac{241 \text{ г/моль}}{6.022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}} = 1.576 \cdot 10^{-9} \text{ г/л.}$$

### ВЫБОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ И ОПИСАНИЕ МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

При распаде  $^{241}\text{Am}$  можно наблюдать несколько альфа-, гамма- и рентгеновские линии (рис. 1). Процесс альфа-распада  $^{241}\text{Am}$  можно записать в следующем виде:



Основные альфа-линии имеют следующие энергии:

- 5485 кэВ – 84.8%;
- 5442 кэВ – 13.1%;
- 5388 кэВ – 1.66%.

Линии, наблюдаемые на гамма-спектрометрах при распаде  $^{241}\text{Am}$  относятся к спектру нептуния. Часть из них – это излучение, обусловленное гамма-переходами между уровнями ядра  $^{237}\text{Np}$ , часть – это рентгеновские переходы между внутренними электронными оболочками атома нептуния. Наиболее интенсивные из них:

- 13.9 кэВ – рентген, интенсивность – 35% в пересчете на число альфа-распадов);
- 26.3 кэВ – гамма, 2.27%;
- 59.6 кэВ – гамма, 35.9%.

Значения энергий и интенсивности приведены по базе данных Брукхевенской национальной лаборатории [2], в других базах данных значения могут несколько отличаться.

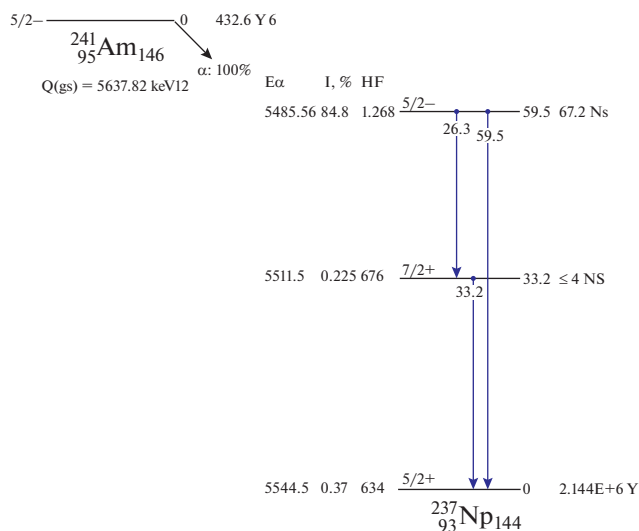


Рис. 1. Частичная схема распада  $^{241}\text{Am}$  [2].

На рис. 2–4 приведены спектры  $^{241}\text{Am}$  на альфа-спектрометре с PIPS-детектором, сцинтиляционном гамма-спектрометре NaI(Tl) с колодцем и полупроводниковом спектрометре.

Измерения на альфа-спектрометре требуют сложной пробоподготовки: нанесение образца на подложку с добавлением спирта, сушки и отжига, что неудобно для оперативного контроля. Кроме того, альфа-спектры обладают сложной формой

линий (асимметрией) из-за сильного рассеяния даже в очень тонких образцах, что усложняет анализ спектра. Если в образце содержатся другие альфа-излучатели (например, Pu) с близкими по энергии альфа-линиями, то для количественного анализа нужна априорная информация о составе образца (например, качественный изотопный состав примеси).

При подготовке эксперимента важно было не только определиться с методикой для данного эксперимента, но и понять, как действовать в дальнейших экспериментах по экстракции, особенно с короткоживущими изотопами.

В распоряжение имелись две возможности для измерения гамма-спектров: гамма-спектрометр с полупроводниковым детектором (ППД), который обладает высоким разрешением, но низкой

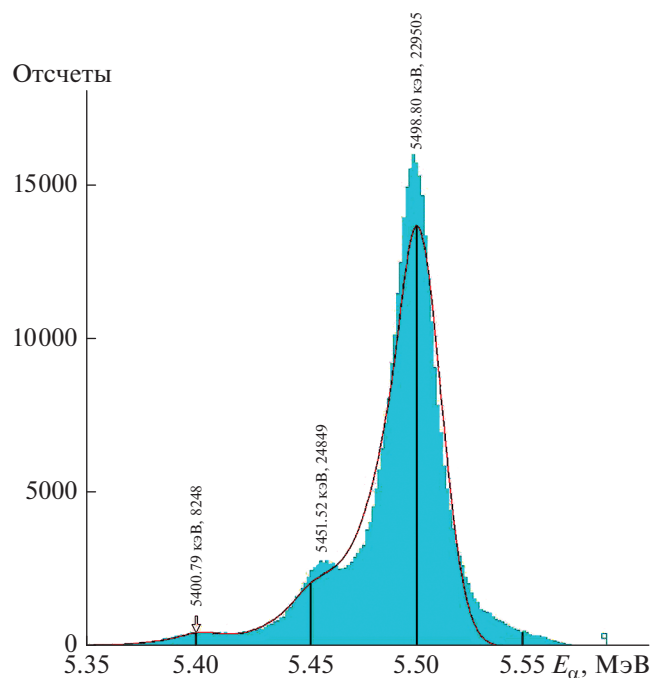


Рис. 2. Спектр  $^{241}\text{Am}$  снятый на альфа-спектрометре с PIPS-детектором.

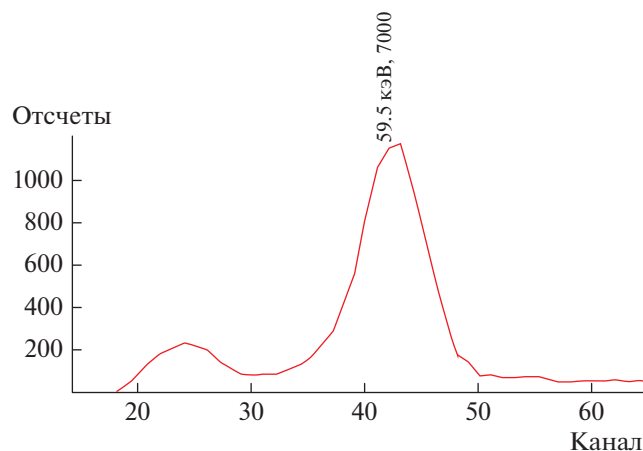


Рис. 3. Гамма-спектр  $^{241}\text{Am}$ , полученный сцинтиляционным методом.



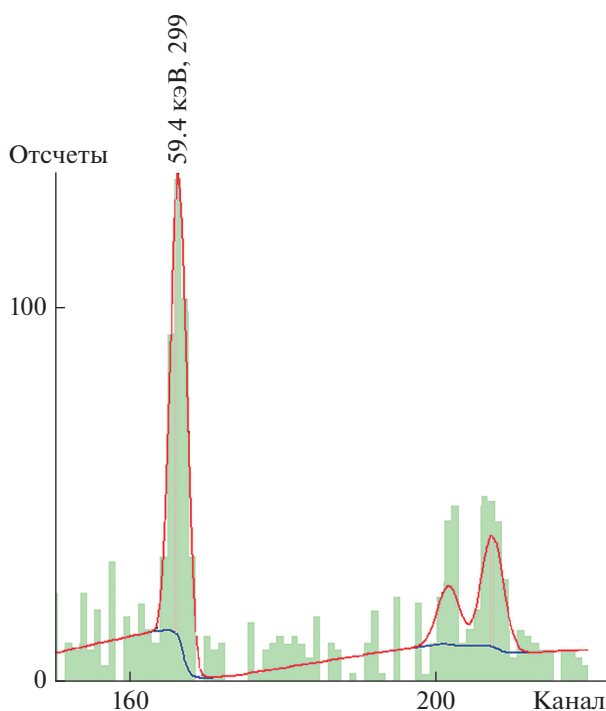


Рис. 4. Гамма-спектр  $^{241}\text{Am}$ , полученный полупроводниковым методом на детекторе из сверхчистого германия.

эффективностью регистрации в необходимом диапазоне энергий рентгеновского и гамма-излучения (10–100 кэВ) и сцинтилляционный спектрометр с большим кристаллом и колодцем, обладающий высокой эффективностью и низким энергетическим разрешением, а также альфа-спектрометр. Так как эксперимент проводился на модельных растворах и не предполагал наличия других гамма-излучателей, кроме  $^{241}\text{Am}$ , то не предполагалось, что в гамма-спектрах понадобится разделять близко лежащие линии от различных элементов (изотопов), поэтому для регистрации был предложен сцинтилляционный метод, как для мониторинга в течение эксперимента, так и для окончательного расчета концентраций. Использование альфа-спектрометра не рассматривалось из-за длительной пробоподготовки.

Сравним спектры на рис. 2 и 3. Как видно из рисунков, время экспозиции для сцинтиллятора составило около 15 мин (904 с), а для ППД – около 50 мин (2894 с). При этом амплитуда пика, соответствующего для ППД – 299 имп., для сцинтиллятора – 7000 имп. Поэтому выбор был сделан в пользу сцинтиллятора, т.к. его эффективность в данной области почти на 2 порядка превосходит ППД.

Активность растворов определялась по спектру гамма-излучения в диапазоне энергий от 10 до 65 кэВ. Для измерений метрологическим отделом

Радиевого института был изготовлен эталон в виде пробирки Эппендорфа с раствором  $^{241}\text{Am}$  активностью 1750 Бк. Вычисление активности производилось при помощи встроенных возможностей программы управления спектрометром ASW. Расчет проводился двумя способами: В первом случае, спектральная линия измеряемого образца, соответствующая энергии 59.6 кэВ, аппроксимировалась функцией Гаусса (встроенная функция ASW) и ее площадь сравнивалась с площадью эталона, во втором – использовалась встроенная в ASW функция “Расчет”, которая определяет активность по предварительно сохраненному калибровочному спектру. Результаты функция “Расчет” корректны только, когда параметры работы спектрометра (высокое напряжение, усиление) были идентичны при наборе спектров изучаемого образца и эталона.

## РАСЧЕТЫ

Кроме измерений были проведены расчеты в программе PHITS [3], как с целью проанализировать эксперимент, так и с целью настройки программы на простом эксперименте с последующим использованием предварительных расчетов в программе для эксперимента более сложного. Были рассчитаны и сравнивались с экспериментом количество событий в фотопиках в секунду, проанализирована геометрия поглощения гамма-

**Таблица 1.** Сравнение определения активности образцов растворов  $^{241}\text{Am}$  по гамма-линии 59.6 кэВ по методам “расчет” и “гаусс”

№	Образец	Интен. имп./Тэ	Площ. [имп.]	Ампл. [имп.]	Среднее [каналы]	ПШПВ [каналы]	Актив. “Расчет”, Бк	Актив. “Гаусс”, Бк
1	Эталон 1747 Бк		45465	6498	41.8	6.52	1750	—
2	Образец-1		88616	12539	41.8	6.58	3500	3405
3	Образец-2	1403	105393	14892	41.9	6.59	4190	4050
4	Образец-3	203	14296	2008	41.7	6.63	553	549
5	Образец-4	647	49241	6994	41.8	6.56	1920	1892
6	Образец-5	640	48636	6859	41.8	6.61	1900	1869
7	Образец-6	635	47044	6690	41.8	6.55	1870	1807
8	Образец-7	658	49700	6995	41.9	6.62	1940	1910
9	Образец-8	680	49970	7246	41.9	6.42	2010	1920
10	Образец-9	692	50810	7182	41.9	6.59	2030	1952
11	Образец-10	672	49026	7007	41.9	6.52	1950	1884
12	Образец-11	795	54333	7930	41.9	6.38	2210	2088
13	Образец-12	373	22744	3433	42.0	6.17	959	873
14	Образец-13	192	10776	1601	41.9	6.27	444	403
15	Образец-14	88	3987	575	41.9	6.45	164	153

квантов в детекторах, рассчитаны спектры поглощения в детекторах.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из табл. 1 видно, что положение линии 59.6 кэВ и полуширина на половине высоты воспроизводятся во всех измерениях со значениями  $41.9 \pm 0.2$  и  $6.5 \pm 0.2\%$ , а разница в активностях измеренных двумя разными методами в среднем составляет 4%. Все значения активности, полученные методом “Расчет”, несколько выше значений, полученные методом “Гаусс”. К сожалению, из-за того, что алгоритм работы кода программы не известен, сложно определить преимущество того или другого метода.

При измерении концентрации радиоактивных веществ в растворе с простыми спектрами (спектры, состоящие из одной линии, или из нескольких удаленных друг от друга линий) преимущество у сцинтилляционного детектора с колодцем. Его эффективность регистрации выше в 100 раз, чем у имеющегося в лаборатории HPGE-детектора, следовательно, в 100 раз меньше время экспозиции, что особенно важно при проведении эксперимента с короткоживущими элементами.

Монте-Карло расчеты эксперимента в пакете PNiTs не противоречат полученным экспериментальным данным и хорошо известным свойствам

детекторов, однако предположение о существенном самопоглощении мягкого гамма-излучения в азотнокислом растворе не подтверждают ни расчеты, ни эксперимент. По оценкам расчета (который совпадает с экспериментальными данными) самопоглощение излучения в растворе не превышает 3–4%.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zilberman B.Ya., Goletskiy N.D., Puzikov E.A. et al. // Solv. Ext. Ion Exch. 2019. V. 37. No. 6. P. 435.
2. Database NuDat2.8. National Nuclear Data Center. Brookhaven National Laboratory.
3. Sato T., Iwamoto Y., Hashimoto S. et al. // J. Nucl. Sci. Technol. 2018. V. 55. P. 684.
4. Аксельрод Л.А., Белов С.Е., Диденко Г.П. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 8. С. 1094; Axelrod L.A., Belov S.E., Didenko G.P. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 8. P. 902.
5. Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Братковский А.М. и др. Физические величины: справочник. М: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
6. Choppin R.G., Liljenzin J.-O., Rydberg J. // J. Nucl. Sci. Technol. 2002. P. 62.
7. Горюнов А.Г., Дядик В.Ф., Ливенцов С.Н., Чурсин Ю.А. Математическое моделирование технологических процессов водно-экстракционной переработки ядерного топлива: Томск: Изд-во Томск. политех. ун-та, 2011. 237 с.

**Application of nuclear spectroscopy methods for analytical support  
and correction of the experiment on liquid extraction of transplutonium  
and rear earth elements**

**E. A. Verkhovskaya<sup>a, \*</sup>, K. V. Ershov<sup>a</sup>, N. E. Mishina<sup>a</sup>, A. Yu. Nikolaev<sup>a</sup>, Ya. O. Pleshakov<sup>a</sup>**

*<sup>a</sup>Khlopin Radium Institute, Saint-Petersburg, 194021 Russia*

*\*e-mail: verhkatand@gmail.com*

To monitor the extraction of transplutonium elements, an assessment of the volumetric activity of solutions by gamma and alpha spectra is used. We described the criteria for choosing a measurement technique using a specific experiment as an example.

УДК 621.039

## ОЦЕНКА НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОДКРИТИЧЕСКОЙ СБОРКИ “ЯЛІНА–ТЕПЛОВАЯ” В РАМКАХ ФИЗИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ РОЖДЕНИЯ И ГИБЕЛИ

© 2022 г. Т. Н. Корбут<sup>1</sup>, М. В. Зубарева<sup>1</sup>, \*<sup>1</sup>Государственное научное учреждение “Объединенный институт энергетических и ядерных исследований – Сосны” Национальной академии наук Беларуси, Минск, Республика Беларусь\*E-mail: [mv.bobkova@sosny.bas-net.by](mailto:mv.bobkova@sosny.bas-net.by)

Поступила в редакцию 18.04.2022 г.

После доработки 13.05.2022 г.

Принята к публикации 23.05.2022 г.

Представлены результаты оценки параметров размножающей среды “Яліна–Тепловая”, полученные с помощью физической модели рождения и гибели частиц. Представленная модель является аналитическим методом, описывающим размножение нейтронов, в которой используются физические параметры среды. Получены выражения для основных характеристик размножающей среды — реактивность и среднее число частиц к данному моменту времени. С использованием полученных выражений были оценены нейтронно-физические параметры подкритической сборки “Яліна–Тепловая”.

DOI: 10.31857/S0367676522090137

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в физике ядерных реакторов существуют аналитические методы для описания процессов, протекающих в активной зоне теплового ядерного реактора. Такие методы позволяют проводить физическую интерпретацию исследуемым процессам и давать быструю оценку наиболее важным эксплуатационным параметрам энергетических и экспериментальных ядерных установок (эффе́ктивный коэффициент размножения, реактивность, логарифм спада нейтронного потока и т.д.) без применения прецизионных нейтронно-физических кодов.

Физическая модель рождения и гибели частиц (далее — ФМРГ) является аналитическим подходом для описания процессов взаимодействия нейтронов с размножающей средой теплового реактора. В ряде работ проводился анализ расчетов нейтронно-физических характеристик с помощью ФМРГ для подкритическихборок MASURCA [1, 2], KUCA [1, 2] и VENUS-F [2]. Результаты сравнения с экспериментальными данными подтвердили корректность использования модели для описания активной зоны подкритическихборок. Математический аппарат модели основан на модели рождения и гибели частиц [3, 4], в рамках которой ранее в приближении линейного роста была предложена теория теплового реактора, работающего в стационарном режиме. Э.А. Рудаком в рамках модели были рассмотрены процессы, протекающие в активной зоне, где изу-

чалась реакция размножающей среды на попадание в нее одного нейтрона, а также вклад запаздывающих нейтронов [5, 6]. Активная зона ядерного реактора рассматривалась как ансамбль точечных реакторов, что позволяет получать средние значения параметров, характеризующих состояние системы в целом. На основе модели изучались свойства радиоактивного распада частиц в рамках Пуассоновского, биномиального и субпуассоновского распределений с определением границ применимости каждого из них [7, 8]. Модель рождения и гибели применима к описанию процессов, протекающих в размножающей среде, как для критических, так и для подкритических ядерных систем.

Нахождение по данным эксперимента значений реактивности подкритических ядерных систем является одним из актуальных вопросов в прикладной физике нейтронов. В связи с этим в данной работе на примере сборки “Яліна–Тепловая” была рассмотрена возможность экспериментально-теоретической оценки реактивности  $\rho$  в подкритических системах, которую дает физическая модель рождения и гибели.

### ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РОЖДЕНИЯ И ГИБЕЛИ

В физической модели рождения и гибели интенсивности рождения  $\lambda$  и гибели  $\mu$  выражены через характеристики среды. Такими характери-

стиками являются:  $\lambda_f$  – вероятность деления ядра нейтроном;  $\lambda_c$  – вероятность гибели нейтрона;  $\nu$  – математическое ожидание числа вторичных нейтронов в одном акте деления [9]. Для установления связи между параметрами  $\lambda$ ,  $\mu$  и параметрами среды рассматривается однородный процесс, когда интенсивности рождения и гибели не зависят от времени,  $\lambda(t) = \lambda$  и  $\mu(t) = \mu$ . Тогда среднее число нейтронов к моменту времени  $t$  [5]

$$M(t) = \exp[(\lambda - \mu)t] = \exp[(\lambda/\mu - 1)\mu t], \quad (1)$$

где  $1/\mu = \tau$  – среднее время жизни нейтрона в модели рождения и гибели в приближении линейного роста, а  $\mu t$  – безразмерное время в единицах времени жизни одного поколения нейтронов.

Эффективный коэффициент размножения нейтронов, выраженный через характеристики среды [9]

$$K = \nu\lambda_f/(\lambda_f + \lambda_c). \quad (2)$$

В модели рождения и гибели реактивность имеет вид [3]

$$\begin{aligned} \rho &= (K - 1)/K = \\ &= [\exp(\lambda/\mu - 1) - 1]/\exp(\lambda/\mu - 1) = \\ &= 1 - \exp[-(\lambda/\mu - 1)] \approx \lambda/\mu - 1 \end{aligned} \quad (3)$$

или из (2) и (3)

$$\rho = K - 1 = \lambda/\mu - 1 \approx \nu\lambda_f/(\lambda_f + \lambda_c) - 1. \quad (4)$$

В физической модели рождения и гибели в выражении для реактивности  $\rho$  (4) учтена множественность в рождении мгновенных нейтронов, чего нет в обычной модели рождения и гибели. При  $\lambda/\mu - 1 \rightarrow 1$  получаем  $\lambda_f\nu/(\lambda_f + \lambda_c) \approx \lambda/\mu$ . Тогда

$$\lambda = \nu\lambda_f \quad \text{и} \quad \mu = \lambda_f + \lambda_c. \quad (5)$$

Выражение для среднего числа частиц в системе  $M(t)$  из (1) и (5) с учетом запаздывающих нейтронов [1, 2]

$$M(t) = \exp\{[\lambda_f\beta/(\lambda_f + \lambda_c) + \rho]t/\tau_m\}, \quad (6)$$

где  $\rho \approx K - 1$  – реактивность,  $\beta$  – эффективная доля запаздывающих нейтронов,  $\tau_m$  – время жизни мгновенных нейтронов.

Из выражения для среднего числа нейтронов можно получить выражение для реактивности, если время  $t$  подобрать таким образом, чтобы  $\ln[M(t_1)/M_0] = -1$ , где  $M_0$  – число частиц в начальный момент времени [1, 2]. Тогда реактивность

$$\rho \approx \lambda/\mu - 1 = -\tau_m/t_1, \quad (7)$$

где  $t_1$  – время, за которое число частиц в системе уменьшилось в  $e$  раз.

Выражения (1), (2) использовались для оценки нейтронно-физических характеристик подкритической сборки “Яліна–Тепловая”.

## ПОДКРИТИЧЕСКАЯ ЯДЕРНАЯ СБОРКА “ЯЛІНА–ТЕПЛОВАЯ”

Изучение статистических и динамических характеристик нейтронных полей, а также определение условий трансмутации долгоживущих минор-актинидов в подкритических ядерных системах, управляемых ускорителем, является актуальной задачей в настоящее время. Для таких целей в Объединенном институте энергетических и ядерных исследований – Сосны была построена исследовательская ядерная установка (ИЯУ) “Яліна”, включающая нейтронный генератор высокой интенсивности и две подкритические сборки: “Яліна–Бустер” с быстрым спектром нейтронов и “Яліна–Тепловая” – с тепловым [10].

“Яліна–Тепловая” – подкритическая ядерная установка нулевой мощности, работающая от обычного нейтронного генератора высокой интенсивности. В сборке возможно использовать различные внешние источники нейтронов для запуска ядерных реакций. Это могут быть источник нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  или ускоритель дейтронов с тритиевой или дейтериевой мишенью. В последнем случае нейтроны образуются в результате реакции  $\text{D}(d,n)^3\text{He}$  или  $\text{T}(d,n)^4\text{He}$  с помощью ускорителя дейтронов НГ-12-1. В результате реакций дейтронов с дейтерием или тритием образуются нейтроны с энергией 2.5 или 14.1 МэВ соответственно. Калифорниевый источник  $^{252}\text{Cf}$  позволяет получать нейтроны спонтанного деления с максвеловским спектром со средней энергией 2 МэВ [10, 11].

Максимальное количество топливных стержней в сборке составляет 285 твэлов, что соответствует эффективному коэффициенту размножения нейтронов  $K_{eff} = 0.975$ .

## ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В работе анализируются данные экспериментов, которые проводились на подкритической сборке “Яліна–Тепловая” с двумя загрузками активной зоны 245 (рис. 1а) и 280 (рис. 2а) твэлов. Активная зона заполнялась урановыми стержнями  $^{235}\text{U}$  10% обогащения, а в качестве источника внешних нейтронов использовался ускоритель дейтронов с дейтериевой мишенью, т.е. нейтроны с энергией 2.5 МэВ [11].

На рис. 1б и 2б представлены полученные зависимости среднего числа нейтронов от времени  $M(t)$  для двух загрузок “Яліны–Тепловой” 245 и

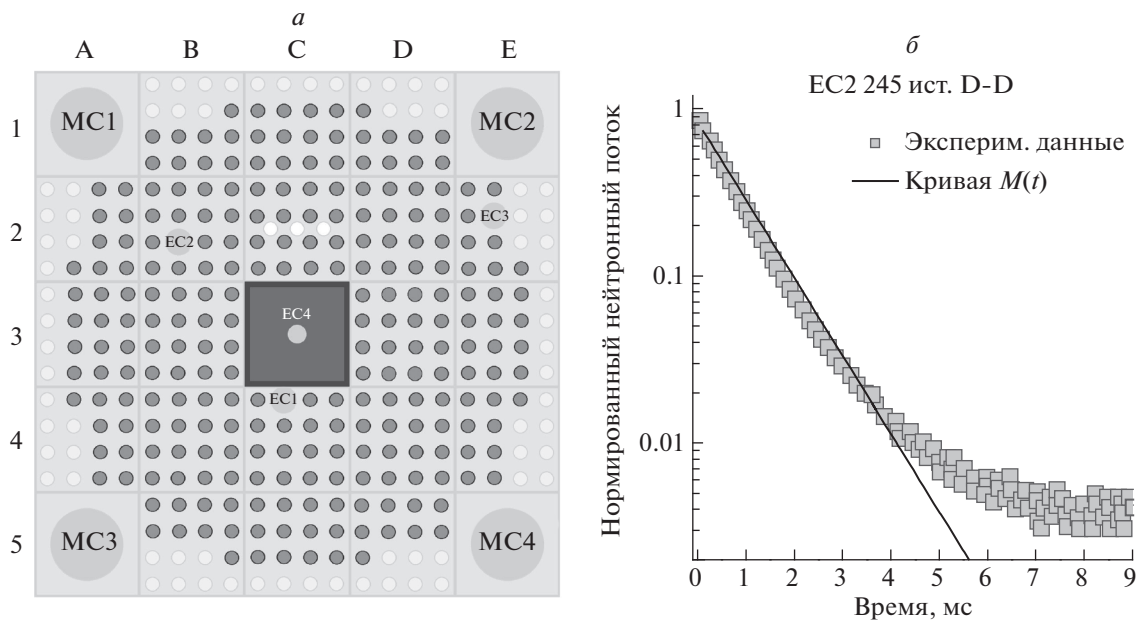


Рис. 1. Результат расчета среднего числа нейтронов в системе (б) для загрузки активной зоны подкритической сборки “Яліна–Тепловая” 245 твэлов и экспериментального канала EC2 (а).

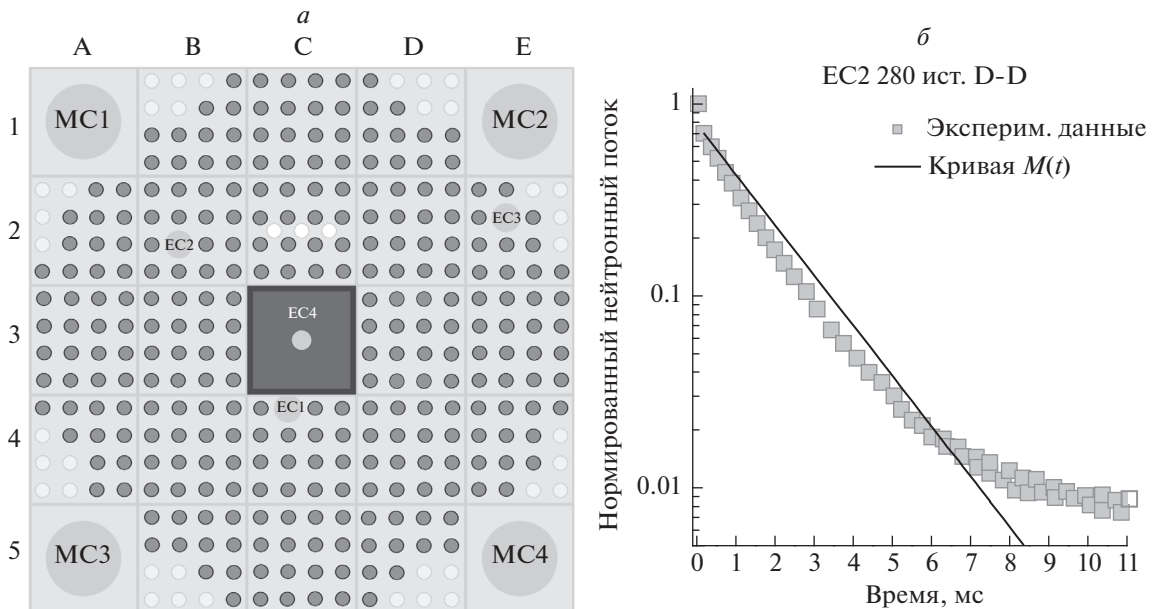


Рис. 2. Результат расчета среднего числа нейтронов в системе (б) для загрузки активной зоны подкритической сборки “Яліна–Тепловая” 280 твэлов и экспериментального канала EC2 (а).

280 твэлов соответственно в экспериментальном канале EC2. Как видно из полученного результата, физическая модель рождения и гибели частиц корректно описывает спад нейтронного потока в экспериментальном канале сборки “Яліны–Тепловой” для двух рассматриваемых загрузок.

Оценка реактивности показала, что в рамках физической модели рождения и гибели корректно определяется величина реактивности с отклонением теоретического значения от экспериментального, не превышающим 0.01, что является хорошим результатом для аналитического метода.

**Таблица 1.** Сравнение значений реактивности, полученные экспериментальным методом площадей и методом физической модели рождения и гибели

Эксп. канал	Загрузка	$\langle t_1 \rangle$ , мс	$\tau_m$ , мс	$\rho_{\text{теор}} = -\tau_m / \langle t_1 \rangle$	$\rho = K_{\text{eff}} - 1$	$\Delta\rho =  \rho_{\text{теор}} - \rho_{\text{теор}} $
ЕС2	245	0.82	0.0689	-0.084	-0.077	0.007
ЕС2	280	1.34	0.0767	-0.057	-0.050	0.007

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для эксплуатируемой в Объединенном институте энергетических и ядерных исследований – Сосны НАН Беларуси подкритической сборки “Яліна–Тепловая”, впервые представлены аналитические оценки реактивности  $\rho$  и среднего числа нейтронов  $M(t)$  к моменту времени  $t$  в диапазоне от 0 до  $\sim 4$  мс. Результаты расчета получены для нескольких экспериментов с использованием 10% обогащенного уранового топлива – случай загрузки 245 и 280 твелями. Данная работа показывает возможность проводить исследования нейтронно-физических характеристик подкритической сборки “Яліна–Тепловая” аналитическим методом, зная физические параметры размножающей среды. Такие работы необходимо проводить при подготовке специалистов в области использования атомной энергии для глубокого понимания процессов, протекающих в активной зоне.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Korbut T.N.* // Nonlinear Phenom. Complex Syst. 2020. V. 23. No. 4. P. 428.
2. *Bobkova M.V.* // J. Phys. Conf. Ser. 2020. V. 1689. Art. No. 012016.
3. *Bharucha-Reid A.T.* Elements of the theory of Markov processes and their applications. N.Y.: McGraw Hill, 1960.
4. *Kendall D.G.* // Ann. Math. Stat. 1948. V. 19. P. 1.
5. *Корбут Т.Н., Кузьмин А.В., Рудак Е.А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 4. С. 503; *Korbut T.N., Kuz'min A.V., Rudak E.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. No. 4. P. 461.
6. *Корбут Т.Н., Кузьмин А.В., Петровский А.М.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 82. № 10. С. 1438; *Korbut T.N., Rudak E.A., Petrovskiy A.M.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 10. P. 1308.
7. *Kravchenko M.O., Korbut T.N., Rudak E.A., Piotrowski F.M.* // J. Phys. Conf. Ser. 2018. V. 1133. Art. No. 012023.
8. *Kravchenko M.O., Rudak E.A., Korbut T.N et al.* // EPJ Web Conf. 2019. V. 201. Art. No. 08004.
9. *Дорогов В.И., Чистяков В.П.* Вероятностные модели превращения частиц. М.: Наука, 1988.
10. *Mazanik S.* Theoretical and experimental research of neutrons of Yalina-booster subcritical assembly driven by a neutron generator. Minsk: JIPNR-Sosny, 2013. P. 27.
11. *Talamo Al.* // ANL-NE-10/17. 2010. P. 165.

## Neutron-physical characteristics estimation of the subcritical assembly “Yalina–Teplovaya” within the physical birth-and-death model

T. N. Korbut<sup>a, \*</sup>, M. V. Zubareva<sup>a</sup>

<sup>a</sup> The Joint Institute for Power and Nuclear Research—Sosny, Minsk, BY-220109 Belarus

\*e-mail: mv.bobkova@sosny.bas-net.by

We presented the results of estimating the parameters of the multiplying media “Yalina–Teplovaya”, obtained using a physical model of the birth and death of particles. The model presented in the work is an analytical method describing neutron multiplication, in which the physical parameters of the media are used. We obtained the expressions for the main characteristics of the multiplying media—reactivity and the average number of particles by the time. Using the obtained expressions, the neutron physical parameters of the “Yalina–Teplovaya” subcritical assembly were estimated.

УДК 577.346:539.1.04

## ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПРОТОНОВ И ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ НА СТРУКТУРУ ДНК В РАСТВОРЕ

© 2022 г. О. М. Котб<sup>1, 2</sup>, Д. С. Брожик<sup>3</sup>, В. Н. Вербенко<sup>3</sup>, Е. П. Гулевич<sup>3</sup>, В. Ф. Ежов<sup>1, 3</sup>,  
Д. Л. Карлин<sup>3</sup>, Ф. А. Пак<sup>3</sup>, С. В. Пастон<sup>1, \*</sup>, А. И. Халиков<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Санкт-Петербургский государственный университет”, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>Кафедра физики, Факультет наук, Университет Загазиг, Загазиг, Египет

<sup>3</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение

“Петербургский институт ядерной физики имени Б.П. Константинова Национального исследовательского центра  
“Курчатовский институт”, Санкт-Петербург, Россия

\*E-mail: s.v.paston@spbu.ru

Поступила в редакцию 18.04.2022 г.

После доработки 13.05.2022 г.

Принята к публикации 23.05.2022 г.

Выполнено сравнение повреждений в структуре ДНК под действием излучений с одинаковой ЛПЭ = 0.3 КэВ · мкм<sup>-1</sup>: гамма-излучения и протонов с энергией 1 ГэВ при поглощенных дозах 0–100 Гр в растворах 5 и 150 мМ NaCl. Обнаружено, что протонное облучение вызывает меньшее падение температуры плавления ДНК, чем гамма-облучение. Дефекты вторичной структуры ДНК более значительны в гамма-облученных растворах. В ДНК, облученной протонами, наблюдаются признаки локальных множественных повреждений. Установлено, что протонное излучение имеет больший летальный эффект, чем гамма-излучение.

DOI: 10.31857/S0367676522090149

### ВВЕДЕНИЕ

Облучение ионизирующей радиацией широко применяется при лечении онкологических заболеваний. Этот метод показан главным образом в тех случаях, когда опухоль не может быть удалена радикально хирургическим путем, или при наличии противопоказаний к оперативному вмешательству. До 70% онкологических больных подвергаются лучевой терапии как самостоятельному методу или в качестве компонента комбинированного лечения (в сочетании с хирургическим лечением, химиотерапией) [1]. Принцип действия радиационной терапии основан на фундаментальном законе, сформулированном еще в 1906 г. И. Бергонье и Л. Трибондо: клетки тем более радиочувствительны, чем менее они дифференцированы и чем интенсивнее они делятся [2]. Гибель таких клеток наступает в процессе деления, в результате повреждений в ДНК. Таким образом, для клеток злокачественной опухоли, быстро и неограниченно пролиферирующих и менее зрелых, чем клетки здоровой ткани, летальная доза будет ниже, чем для окружающих опухоль здоровых клеток [1, 3].

В настоящее время разработано множество методик радиационной терапии, направленных

на усиление избирательности повреждения клеток опухоли и ослабления радиационной нагрузки на здоровые ткани [3–5]. Различные виды излучений характеризуются разной линейной передачей энергии (ЛПЭ) и зависимостью ЛПЭ от глубины проникновения в организм. Для фотонов эта зависимость имеет максимум в самом начале пробега частицы (для излучения <sup>60</sup>Со с энергией фотонов 1.3 МэВ на глубине около 2 см в воде) [2], и затем медленно спадает. Такое распределение поглощенной энергии не благоприятно для лечения опухолей, локализованных глубоко внутри организма, так как доза радиации, полученная здоровыми тканями, оказывается выше, чем полученная опухолью. В случае же тяжелых заряженных частиц (протонов, α-частиц, ядер углерода) зависимость ЛПЭ от длины пробега в ткани имеет характерный максимум в конце трека (пик Брэгга), положение которого можно подобрать, варьируя начальную энергию частицы, так чтобы максимальная плотность ионизаций пришлась на опухоль [2]. Также в терапии используются пучки адронов высоких энергий, вдали от пика Брэгга – это так называемая технология “pencil beam”, особенно эффективная при лечении внутричерепных патологий [3–5].



Точная фокусировка, малое сечение пучка, практически не рассеивающегося в биологических тканях – неоспоримые преимущества этого метода. Подобный метод лечения успешно применялся в течение десятков лет в Комплексе лучевой терапии “на пролет” на базе ускорителя протонов СЦ-1000 в ФГБУ ПИЯФ им. Б.П. Константинова НИЦ “Курчатовский институт” (Гатчинский метод) [5–7]. На счету специалистов Комплекса более 1300 излеченных больных. Протоны высоких энергий имеют низкую ЛПЭ, сравнимую с ЛПЭ гамма-излучения [3]. Однако, взаимодействие этих ионизирующих частиц с веществом существенно различаются: гамма-кванты вызывают первичную ионизацию атомов в результате фотоэффекта и комптоновского эффекта, возникшие при этом быстрые электроны в свою очередь производят ионизацию и возбуждение окружающих атомов за счет электромагнитного взаимодействия с электронными оболочками. Треки этих электронов в веществе искривлены, длина пробега варьирует от 1 до 1000 мкм в зависимости от энергии фотона, переданной электрону. Протоны высоких энергий непосредственно вызывают множественные ионизации и возбуждение атомов в результате электромагнитного взаимодействия с электронными оболочками [2]. Целью данной работы является анализ повреждений в молекуле ДНК под действием  $\gamma$ -излучения  $^{60}\text{Co}$  (используется в терапевтическом устройстве гамма-нож) и протонов с энергией 1 ГэВ (на синхротроне СЦ-1000 Санкт-Петербургского НИИ ядерной физики НИЦ “Курчатовский институт”). Эти два вида излучения имеют одинаковое значение ЛПЭ = 0.3 кэВ · мкм<sup>-1</sup>.

Радиационные нарушения в структуре ДНК подразделяют на одиночные и локальные множественные повреждения (ЛМП) [2, 8]. Одиночные повреждения являются, в основном, результатом косвенного действия радиации, т.е. взаимодействия макромолекулы с продуктами радиолиза воды. Эти повреждения быстро и эффективно репарируются в клетках. ЛМП – это два и более одиночных повреждений, расположенные на расстоянии менее 10 пар оснований. Такие повреждения труднорепазируемые либо нерепарируемые, особенно если нарушения возникли на обеих комплементарных нитях ДНК. ЛМП играют основную роль в радиационной гибели клетки [8].

В данной работе нарушения в структуре ДНК изучали методом спектрофотометрического плавления [9, 10]. На параметры перехода спираль-клубок в облучаемой макромолекуле влияют различные типы радиационных повреждений. Одно- и двухцепочечные разрывы, разрушение, модификация и высвобождение азотистых оснований приводят к дестабилизации вторичной структуры и понижают температуру плавления

ДНК ( $T_m$ ) [9–12], в то время как межнитевые сшивки увеличивают  $T_m$  [9, 10].

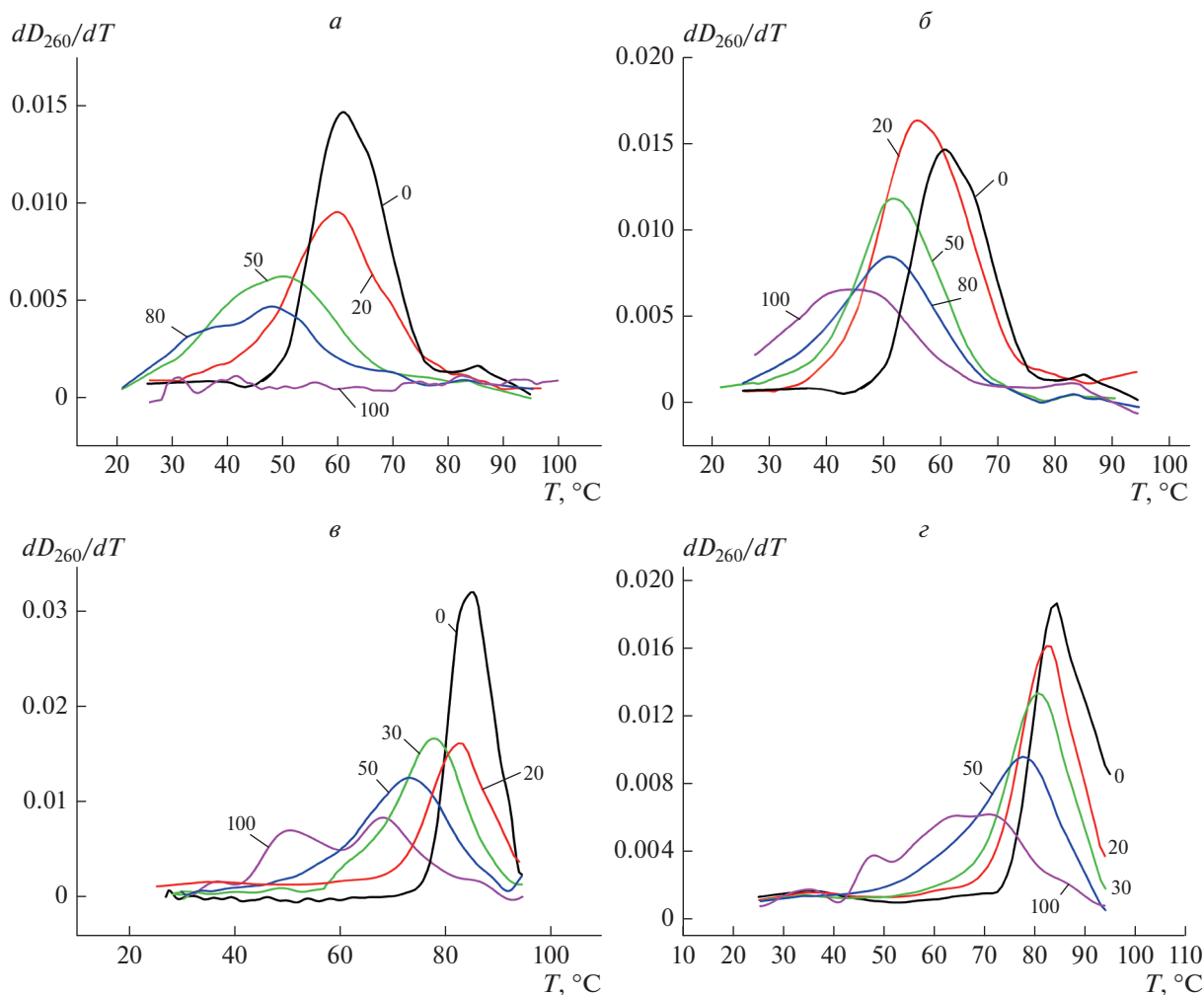
## МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Для исследования использовали натриевую соль ДНК из тимуса теленка (Sigma) молекулярной массы  $M = (6.3 \pm 0.5) \cdot 10^6$  Да, химически чистый NaCl, деионизованную воду. Растворы NaCl необходимой концентрации готовили из насыщенного раствора.

Облучение протонами с энергией 1 ГэВ проводили в аэробных условиях при комнатной температуре в ФГБУ ПИЯФ им. Б.П. Константинова НИЦ “Курчатовский институт” в комплексе Лучевой терапии “на пролет” на базе ускорителя СЦ-1000. Интенсивность пучка составляла 4 Гр · мин<sup>-1</sup>. Гамма-облучение проводили в аэробных условиях при комнатной температуре на установке Исследователь ( $^{60}\text{Co}$ ) в Отделении молекулярной и радиационной биофизики ПИЯФ им. Б.П. Константинова. Мощность дозы составляла 85 Гр мин<sup>-1</sup>. Концентрация ДНК в облучаемых растворах  $C = (1.4 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$  М нуклеотидов.

Измерения кривых плавления ДНК в исследуемых растворах проводили на приборе Specord 200 plus (Analytik Jena, Germany) с приставкой Пельтье, с шагом 1°, скорость нагрева 1° · мин<sup>-1</sup>. Использовали кварцевые кюветы с длиной оптического пути  $l = 1$  см. В экспериментах измеряли оптическое поглощение раствора в максимуме поглощения ДНК  $D_{260}$  в зависимости от температуры  $T$ . Сбор данных и управление экспериментом осуществлялись с помощью программы WinASPECT (Analytik Jena, Germany). Обработку данных проводили в пакете OriginPro. Значение температуры плавления ДНК  $T_m$  определяли по положению максимума на дифференциальной кривой плавления  $\frac{dD_{260}}{dT}$  [13]. Прежде, чем приступить к плавлению, регистрировали спектр УФ поглощения ДНК при температуре 25°C. После завершения плавления регистрировали спектр при максимальной температуре 95°C. Далее проводили охлаждение раствора до 25°C в течение 10 мин и регистрировали спектр ДНК. Используя полученные спектры поглощения, определяли величину гиперхромного эффекта [10]:

$$\delta = \frac{D_{260}(95^\circ) - D_{260}(25^\circ)}{D_{260}(25^\circ)} \cdot 100\%. \quad (1)$$



**Рис. 1.** Дифференциальные кривые плавления ДНК в растворах с ионной силой  $\mu = 5$  мМ NaCl (*а, б*) и  $\mu = 150$  мМ NaCl (*в, г*), облученной гамма-излучением (*а, в*) и протонным излучением (*б, г*). Поглощенные дозы в Гр указаны на графиках.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Выполнены измерения температуры плавления ДНК  $T_m$  в растворах 5 мМ NaCl и 150 мМ NaCl, облученной протонами 1 ГэВ и гамма-излучением  $^{60}\text{Co}$  в дозах 0–100 Гр. На рис. 1 показаны дифференциальные кривые плавления ДНК, использованные для определения  $T_m$ . С ростом ионной силы раствора увеличивается степень экранировки отрицательно заряженных фосфатных групп, что стабилизирует вторичную структуру ДНК. Это проявляется в увеличении температуры плавления  $T_m$  нативной ДНК и сужении температурного интервала перехода спираль-клубок в растворе 150 мМ NaCl по сравнению с этими параметрами для раствора 5 мМ NaCl. Облучение вызывает снижение температуры плавления ДНК и уширение перехода для обеих использованных ионных сил. Отметим, что в растворе 5 мМ NaCl при дозе гамма-облучения 100 Гр определить зна-

чение температуры плавления ДНК не представляется возможным, очевидно, вследствие весьма значительного нарушения структуры ДНК, тогда как при той же дозе протонного облучения  $T_m$  определить удается (рис. 1*а, б*). Уширение интервала перехода говорит о повышении гетерогенности структуры ДНК, т.е. о появлении в цепи ДНК участков, сильно различающихся по термостабильности.

Несколько максимумов на кривой  $\frac{dD_{260}}{dT} = f(T)$  наблюдается для ДНК, облученной в дозе 100 Гр при  $\mu = 150$  мМ NaCl (рис. 1*в, г*) – т.е. различие в термостабильности различных участков ДНК становится еще более резким. В этих условиях можно предположить образование сшивок (как между двумя комплементарными нитями, так и между удаленными по цепи участками ДНК) в процессе облучения. Вследствие бо-

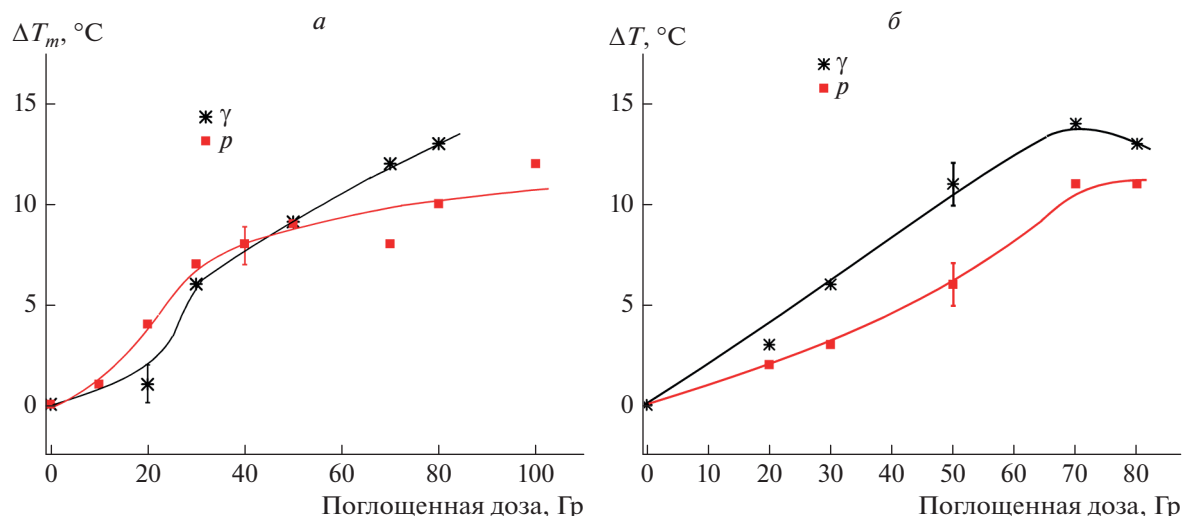


Рис. 2. Снижение температуры плавления ДНК, облученной протонным и гамма-излучением в растворах с  $\mu = 5$  mM NaCl (а) и  $\mu = 150$  mM NaCl (б).

лее эффективной экранировки фосфатных групп противоионами раствора, объем клубка ДНК при  $\mu = 150$  mM NaCl примерно в 2 раза меньше, чем при  $\mu = 5$  mM NaCl [14]. Размер мишени с ростом  $\mu$  уменьшается, но плотность ДНК в клубке возрастает, что повышает вероятность образования и сшивок (т.е. сайтов с повышенной по сравнению с нативной ДНК  $T_m$ ), и ЛМП (т.е. сайтов с пониженной  $T_m$ ) [8, 15]. Так, например, если появились два близко расположенных одонитевых разрыва в одной из комплементарных нитей ДНК, то этот участок макромолекулы денатурирует при более низкой температуре [10]. Известно, что ЛМП могут быть результатом как прямого, так и косвенного действия радиации; вероятность их появления возрастает с ростом дозы облучения [2, 8, 15, 16]. Таким образом, можно заключить, что наличие нескольких максимумов на дифференциальной кривой плавления свидетельствует о накоплении в ДНК значительного количества радиационных повреждений — сшивок и ЛМП.

На рис. 2 показаны дозовые зависимости снижения температуры плавления ДНК, облученной протонным и гамма-излучением:  $\Delta T = T_{m0} - T_m$  (где  $T_{m0}$  — температура плавления нативной ДНК,  $T_m$  — температура плавления облученной ДНК). Опыт показывает, что протонное облучение вызывает меньшее падение  $T_m$  ДНК, чем гамма-облучение в растворе 150 mM NaCl при дозах 0–100 Гр и в растворе 5 mM NaCl при дозах 70–100 Гр.

На рис. 3 показаны дозовые зависимости гиперхромного эффекта  $\delta$  в изучаемых системах. В растворе 150 mM NaCl (рис. 3б) гиперхромный эффект монотонно снижается с ростом дозы об-

лучения, причем данные, полученные при протонном и гамма-облучении ложатся на одну зависимость. Однако, в растворе 5 mM NaCl после протонного облучения в дозах 10 и 20 Гр гиперхромизм заметно возрос, и достиг значений, даже превышающих  $\delta$  нативной ДНК (рис. 3а). Снижение гиперхромизма под действием ионизирующего излучения вполне ожидаемо (см. формулу (1)), и объясняется нарушениями во вторичной структуре ДНК (рост величины  $D_{260}^{25^\circ\text{C}}$ ) и, одновременно, снижением количества хромофоров (уменьшение величины  $D_{260}^{95^\circ\text{C}}$ ). Чем же можно объяснить рост гиперхромного эффекта при дозах 10 и 20 Гр протонного облучения в растворе 5 mM NaCl (рис. 3а)? Можно предположить, что в этих системах при нагревании до 95°C происходит более полное нарушение стэкинг-взаимодействий между азотистыми основаниями ДНК, чем при тех же условиях в нативной макромолекуле. Это может осуществляться, если нагревание индуцирует не только расхождение комплементарных нитей, но и фрагментацию одиночных нитей [10]. Подобная фрагментация при нагревании может происходить, если в ДНК в результате облучения появились близко расположенные одонитевые разрывы в одной из комплементарных нитей. Это предположение согласуется с литературными данными о том, что протоны высоких энергий производят как минимум в 2 раза больше одонитевых и примерно в 6 раз больше двунитевых разрывов в цепи ДНК, чем гамма-излучение [16–19]. При дозах протонного облучения больше 40 Гр гиперхромизм ДНК уже не превышает значения  $\delta$  нативной ДНК (рис. 3а), вероятно, из-за того, что рост  $\delta$  из-за фрагментации ДНК ком-

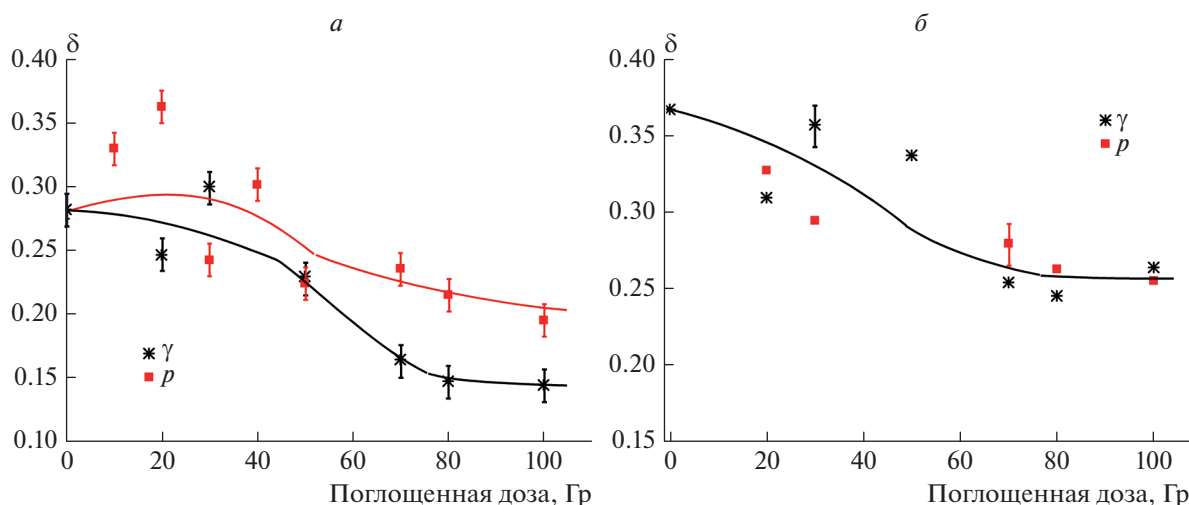


Рис. 3. Гиперхромный эффект ДНК, облученной протонным и гамма-излучением в растворах с  $\mu = 5 \text{ mM NaCl}$  (а) и  $\mu = 150 \text{ mM NaCl}$  (б).

пенсруется падением  $\delta$  вследствие нарастания других радиационных эффектов: снижения количества хромофоров и частичной денатурации ДНК. Интересно отметить, что такое anomальное поведение  $\delta$  наблюдается только в растворе малой ионной силы. В  $150 \text{ mM NaCl}$  дозовые зависимости  $\delta$  монотонны и одинаковы для протонного и гамма-излучения. Это может объясняться разным объемом макромолекул-мишеней в этих системах.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные данные свидетельствуют о том, что протонное излучение оказывает меньший разрушительный эффект на вторичную структуру ДНК, чем гамма-излучение с той же ЛПЭ и поглощенной дозой. Однако, при протонном облучении более четко наблюдаются признаки ЛМП — близко расположенные однонитевые разрывы в цепи макромолекулы. Распределение дефектов первичной и вторичной структуры в облученной ДНК определяет структура трека и распределение ионизаций и возбужденных молекул на пути ионизирующей частицы, и эти параметры различаются для гамма-излучения и высокоэнергетических протонов. Фотонное излучение характеризуется однородным распределением актов ионизации и возбуждения в облучаемом веществе, и в гамма-облученной ДНК возникают равномерно распределенные по цепи макромолекулы одиночные повреждения. В случае же протонного излучения ионизованные и возбужденные молекулы сосредоточены, в основном, в окрестности прямолинейного трека протона [20]. Этим объясняются ЛМП в цепи ДНК, подвергнутой облучению протонами. Таким образом, протоны

с энергией  $1 \text{ ГэВ}$  индуцируют труднорепарируемые либо нерепарируемые повреждения в ДНК и, следовательно, проявляют более выраженное летальное действие. Можно заключить, что высокоэнергетичные протоны более эффективны в радиационной терапии опухолей, чем гамма-излучение.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ганцев Ш.Х. Онкология. Учебник для студентов медицинских вузов. М.: ООО "Медицинское информационное агентство", 2006. 488 с.
2. Кудряшов Ю.Б. Радиационная биофизика (ионизирующие излучения). М.: Физматлит, 2004. 443 с.
3. Murshed H. Fundamentals of radiation oncology, physical, biological, and clinical aspects. London: Elsevier, 2019. 713 p.
4. Beyzadeoglu M., Ozyigit G., Ebruli C. Basic radiation oncology. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2010. 575 p.
5. Труфанов Г.Е., Асатурян М.А., Жаринов Г.М. Лучевая терапия. Т. 2. М.: ГЭОТАР-Медиа, 2010. 200 с.
6. Абросимов Н.К., Воробьев А.А., Елусеев В.А. и др. // Мед. радиол. 1987. Т. 32. № 8. С. 10.
7. Abrosimov N.K., Gavrikov Yu.A., Ivanov E.M. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2006. V. 41. P. 424.
8. Газиев А.И. // Радиационная биология. Радиоэкология. 1999. Т. 39. № 6. С. 630.
9. Lazurkin Yu.S., Frank-Kamenetskii M.D., Trifonov E.N. // Biopolymers. 1970. V. 9. P. 1263.
10. Cantor C.R., Schimmel P.R. Biophysical chemistry. Part 3. San Francisco: W.H. Freeman and Company, 1980. 537 p.
11. Tankovskaia S.A., Kotb O.M., Dommes O.A., Paston S.V. // J. Phys. Conf. Ser. 2018. V. 1038. Art. No. 012027.
12. Tankovskaia S.A., Kotb O.M., Dommes O.A., Paston S.V. // Spectrochim. Acta. Part A. 2018. V. 200. P. 85.

13. Lando D.Y., Fridman A.S., Chang C.-L. et al. // *Analyt. Biochem.* 2015. V. 479. P. 28.
14. Kas'yanenko N.A. // *J. Struct. Chem.* 2006. V. 47. No. 1. P. 163.
15. Georgakilas A.G., O'Neill P., Stewart R.D. // *Radiat. Res.* 2013. V. 180. No. 1. P. 100.
16. von Sonntag C. *Free-radical-induced DNA damage and its repair.* Berlin, Heidelberg: Springer, 2006. 528 p.
17. Friedland W., Schmitt E., Kundrát P. // *Sci. Rep.* 2017. V. 7. P. 1.
18. Lee B.H.E., Wang C.-K.C. // *Phys. Medica.* 2019. V. 62. P. 140.
19. Pogożelski W.K., Xapsos M.A., Blakely W.F. // *Radiat. Res.* 1999. V. 151. No. 4. P. 442.
20. Nikjoo H., Emfietzoglou D., Watanabe R., Uehara S. // *Radiat. Phys. Chem.* 2008. V. 77. P. 12.

## **Influence of high-energy protons and gamma-radiation on DNA structure in solution**

**O. M. Kotb<sup>a, b</sup>, D. S. Brozhik<sup>c</sup>, V. N. Verbenko<sup>c</sup>, E. P. Gulevich<sup>c</sup>, V. F. Ezhov<sup>a, c</sup>, D. L. Karlin<sup>c</sup>,  
F. A. Pak<sup>c</sup>, S. V. Paston<sup>a, \*</sup>, A. I. Khalikov<sup>c</sup>**

<sup>a</sup> *St. Petersburg State University, St. Petersburg, 198504 Russia*

<sup>b</sup> *Department of Physics, Faculty of Science, Zagazig University, Sharkia Gov Zagazig, Egypt*

<sup>c</sup> *Konstantinov Petersburg Nuclear Physics Institute of NRC "Kurchatov Institute", Gatchina, 188300 Russia*

*\*e-mail: s.v.paston@spbu.ru*

We compared the damage in the DNA structure under the action of radiation with the same LET = 0.3 KeV · μm<sup>-1</sup>: gamma radiation and protons with an energy of 1 GeV at absorbed doses of 0–100 Gy in solutions of 5 mM and 150 mM NaCl. It was found that proton irradiation causes a smaller drop in the melting temperature of DNA than gamma irradiation. Defects in the secondary structure of DNA are more significant in gamma-irradiated solutions. Signs of local multiple lesions are observed in DNA irradiated with protons. Thus, proton radiation is estimated to be more lethal for a cell than gamma radiation.

УДК 537.621.5

## ВЛИЯНИЕ ВАКАНСИЙ НА ТЕМПЕРАТУРУ КОМПЕНСАЦИИ НАМАГНИЧЕННОСТИ СУЛЬФИДОВ ЖЕЛЕЗА

© 2022 г. В. В. Онуфриенко<sup>1</sup>, \*, А. В. Чжан<sup>1</sup><sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Красноярский государственный аграрный университет”, Красноярск, Россия

\*E-mail: VOnufriynok@yandex.com

Поступила в редакцию 18.04.2022 г.

После доработки 13.05.2022 г.

Принята к публикации 23.05.2022 г.

Исследовано обращение намагниченности в ноль ферримагнитного пирротина при температурах, ниже температуры Нееля. Экспериментально установлена зависимость температуры компенсации намагниченности ферримагнетика от концентрации катионных вакансий. Выполнен сравнительный анализ экспериментальных данных и результатов вычислений. Расчет выполнен в приближении молекулярного поля при постоянной энергии магнитного взаимодействия.

DOI: 10.31857/S0367676522090204

### ВВЕДЕНИЕ

Сульфиды железа встречаются в природе в виде различных минералов, в том числе в виде минерала пирротин ( $\text{FeS}_{1-n}$ ) и пирит ( $\text{FeS}_2$ ). В этих соединениях железо обладает валентностью, равной двум. Соединения промежуточного ряда  $\text{Fe}_{1-n}\text{S}$  ( $0 < n < 0.125$ ), к которым и относятся пирротины, имеют, как показывают спектры ЯГР, дробную валентность [1, 2]. Пирротин часто встречается в золоторудных месторождениях и имеет немаловажное значение для народного хозяйства. В работе [3] отмечена связь его магнитных свойств с залежами золотосодержащей руды.

Дробная валентность пирротина объясняется тем, что по мере увеличения катионных вакансий в кристаллической структуре, валентные электроны полностью обобществляются, поэтому нельзя одному из катионов приписать, например, валентность равную двум, а другому – равную трем. Все это имеет место до тех пор, пока концентрация катионных вакансий достаточно мала и они расположены относительно равномерно по объему кристалла. Таким образом, в определенном интервале, валентность ионов железа зависит от его химического состава, а это влияет на обменное взаимодействие магнитных подрешеток. Если концентрация вакансий превышает ~13%, то происходит структурный фазовый переход с образованием пирита и гексагонального пирротина [4]. Влияние вакансий на свойства неорганических соединений отмечается многократно различными авторами, например, в работе [5].

В некоторых работах отмечается, что намагниченность сульфидов железа может обращаться в ноль ниже температуры Нееля [6–8]. Отметим, что температура Нееля для всего интервала составов  $\text{Fe}_{1-n}\text{S}$  ( $0 < n < 0.125$ ) одинакова и равна  $320^\circ\text{C}$  [8]. Этот факт утверждает, что энергия магнитного взаимодействия у пирротина различного состава остается неизменной. Взаимосвязь магнитных свойств с наличием вакансий в структуре отмечается многими исследователями [7–9].

В ряде работ резкий спад намагниченности сульфидов железа объясняется разупорядочением вакансий [2, 7]. Однако в других работах это не подтверждается экспериментально [6, 8, 10]. Не ясным остается и тот факт, что температура, при которой намагниченность спадает до нуля, зависит от химического состава и с увеличением концентрации вакансий возрастает [6, 7].

Целью данной работы является изучение причин обращения намагниченности сульфидов железа в ноль ниже температуры Нееля, а также объяснение зависимости этого перехода от температуры.

### ОБРАЗЦЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Образцы синтезировались методом сухого синтеза по расчетному количеству исходных компонент при температуре  $1000^\circ\text{C}$ .

Структуру и фазовый состав полученных образцов анализировали рентгеновским методом на дифрактометре ДРОН-3 с использованием рентге-

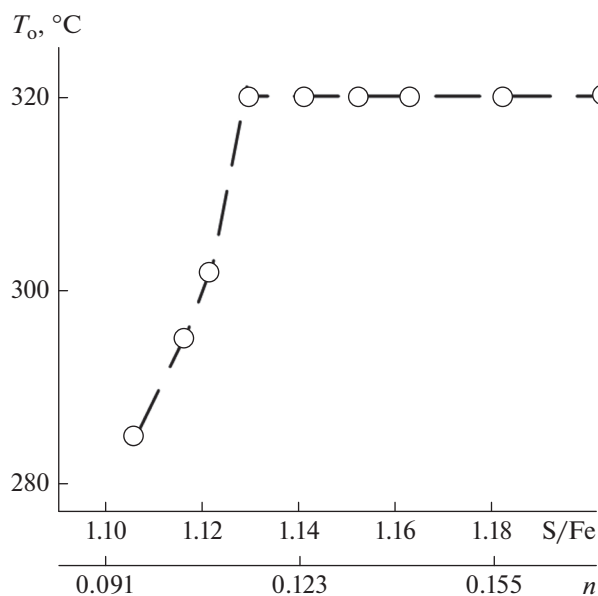


Рис. 1. Зависимость критической температуры синтезированных пирротинов от соотношения S/Fe и концентрации вакансий Fe.

новского излучения  $^{57}\text{Co}(K_\alpha)$ . Скорость съемки рентгеновских дифрактограмм составляла  $1^\circ\text{C}/\text{мин}$ . в непрерывном режиме и  $0.001^\circ\text{C}/\text{с}$  в дискретном режиме. При проведении термомагнитных измерений образцы помещались в вакуум ( $\sim 1$  Па). Измерения намагниченности осуществлялось на баллистической установке в магнитном поле напряженностью 1 кЭ при температурах от 20 до  $360^\circ\text{C}$ .

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Состояние разупорядочения вакансий вблизи температуры Нееля можно зафиксировать резким охлаждением образцов от комнатной температуры до температуры жидкого азота. Проведенные исследования магнитных свойств и кристаллической структуры не подтверждают факт разупорядочения катионных вакансий в структуре закаленных образцах. Намагниченность у закаленных сульфидов оказалась не меньше, а даже несколько превышало первоначальную.

Параметры элементарной ячейки для соединения  $\text{Fe}_{1-n}\text{S}$  определялись методом рентгеновской дифрактометрии и оказались равными:  $a = 3.44 \text{ \AA}$  и  $c = 5.78 \text{ \AA}$ . Следует отметить, что наличие катионных вакансий приводит к уменьшению параметров элементарной ячейки, поскольку ближайшее расстояние между катионами уменьшается. Результаты этих исследований представлены на рис. 1.

При изменении S/Fe (отношение содержания S к содержанию Fe) от 1.10 до 1.13 температура

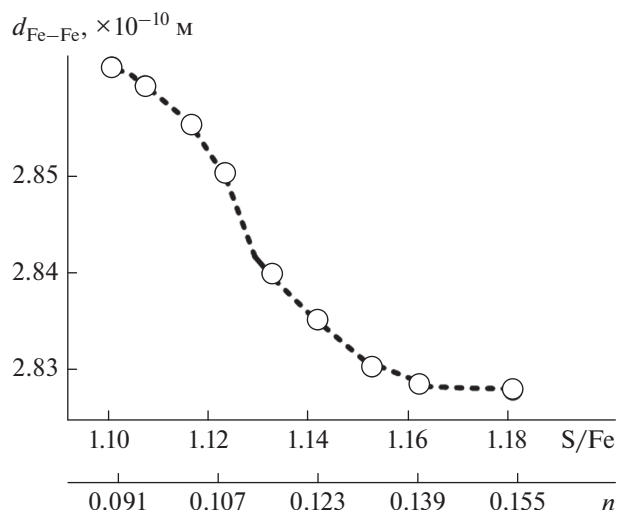


Рис. 2. Зависимость межатомного расстояния Fe–Fe синтезированных пирротинов от соотношения S/Fe и концентрации вакансий.

компенсации намагниченности ферромагнетика возрастает от  $285$  до  $320^\circ\text{C}$  (рис. 2). Дальнейшее увеличение S/Fe не приводит к изменению  $T_p$ , которая остается равной  $320^\circ\text{C}$ .

Это объясняется двумя конкурирующими процессами — увеличение плотности вакансий приводит к уменьшению расстояния между ионами железа (Fe–Fe). Имеем два процесса — увеличение катионных вакансий в структуре и уменьшение расстояние между катионами. В первом случае магнитная энергия уменьшается, а в другом — увеличивается, т.е. обменные интегралы в идентичных подрешетках остаются, примерно одинаковыми. Во всяком случае, заметно не влияют на суммарную магнитную энергию, следовательно, температура Нееля остается постоянной.

Для анализа зависимости намагниченности от температуры каждой из подрешеток, а также намагниченности кристалла в целом, в первом приближении для простоты был применен метод молекулярного поля для двухподрешеточного ферромагнетика, который многократно уже доказал свою эффективность [11–13]. При расчетах принимались следующие условия:  $J_{11} = J_{22}$ ,  $J_{12} = J_{21}$ , т.е. обменные интегралы в идентичных подрешетках одинаковы.

Пирротины, как пример нестехиометрических ферромагнетиков, обладают кристаллическим строением типа NiAs, причем в базисных плоскостях реализуется ферромагнитное спиновое упорядочение, а между базисными плоскостями — антиферромагнитное [4–7]. Таким образом, имеем дело с типичным двухподрешеточным ферромагнетиком. Рассмотрим на этом примере поведение удельной намагниченности.

Ферромагнетики обычно моделируются совокупностью нескольких ферромагнитных подрешеток, между которыми имеется обменное взаимодействие того или иного знака [11–13]. Распространенным приближением молекулярного поля как двухподрешеточную систему. Для вывода уравнений используем принцип минимальной свободной энергии.

Ограничимся случаем магнитно-изотропного кристалла. Обозначим через  $f$  и  $g$  узлы первой и второй подрешеток и условимся считать, что внутри подрешеток имеет место ферромагнитное спиновое упорядочение, а между подрешетками – антиферромагнитное. В соответствии с этим положением имеем

$$I(f_1 - f_2) \geq 0; I(f - g) \leq 0; I(g_1 - g_2) \geq 0. \quad (1)$$

Величины, относящиеся к первой и второй подрешеткам, будем отмечать индексами 1 и 2. Обозначим число атомов в подрешетке  $i$  как  $N_i$ , величину спина и магнитный момент атома соответственно через  $S_i, \mu_i$ . В общем случае

$$N_1 \neq N_2, S_1 \neq S_2; \mu_1 \neq \mu_2, \quad (2)$$

поэтому магнитные моменты подрешеток различны. Без нарушения общности будем считать, что

$$M_{10} > M_{20}; (M_{10} = N_1 S_1 \mu_1, M_{20} = N_2 S_2 \mu_2), \quad (3)$$

$$H^\alpha = H \delta_{\alpha,z} \quad (\alpha = x, y, z),$$

где  $H$  – внешнее магнитное поле.

Запишем гамильтониан системы в виде [13]

$$\begin{aligned} \tilde{H} = & -\mu_1 \sum (H, S_f) - \mu_2 \sum (H, S_g) - \\ & - \frac{1}{2} \sum I(f_1 - f_2) (S_{f_1}, S_{f_2}) - \\ & - \frac{1}{2} \sum I(g_1 - g_2) (S_{g_1}, S_{g_2}) - \\ & - \sum I(f - g) (S_f, S_g), \end{aligned} \quad (4)$$

где  $S_f, S_g$  – спиновые операторы атомов первой и второй подрешеток.

Принимая во внимание выкладки, изложенные в [14] получим

$$\sigma_1 = 1 - S_1^{-1} B_{S_1} \left( \frac{\alpha_1}{Q} \right), \quad \sigma_2 = 1 - S_2^{-1} B_{S_2} \left( \frac{\alpha_2}{Q} \right), \quad (6)$$

здесь  $\sigma$  – относительная намагниченность на один узел в подрешетке  $i$ , равная

$$\sigma_i = S_i^{-1} \langle S_{h_i} \rangle = 1 - \frac{n_i}{S_i}, \quad (7)$$

а функцию  $B_S(x)$  можно представить, как

$$B_S(x) = \frac{\sum_{n=0}^{2S} n e^{-nx}}{\sum_{n=0}^{2S} e^{-nx}}, \quad (8)$$

где модуль канонического распределения

$$\vartheta = \kappa T.$$

Система уравнений (6) представляет искомые уравнения молекулярного поля для двухподрешеточного изотропного ферромагнетика [6].

Равновесные конфигурации спиновых моментов определяются из решения системы уравнений (11). При  $\sigma = 1$  она совпадает с системой уравнений, определяющих равновесные конфигурации спинов для температуры, равной нулю, в методе приближенного вторичного квантования. Поэтому можно воспользоваться здесь известными результатами, рассматривая парциальные намагниченности  $\sigma_i$  как некоторые параметры.

Введем для удобства следующие обозначения для магнитного момента подрешеток:

$$M_i = M_{i0} \sigma_i = N_i S_i \mu_i \sigma_i. \quad (9)$$

Тогда результирующий магнитный момент равен

$$M^z = M_1^z + M_2^z.$$

Принимая во внимание условие минимума свободной энергии, нетрудно показать, что в зависимости от величины внешнего поля реализуется одно из следующих решений. Магнитные моменты подрешеток расположены антипараллельны друг другу, а результирующий момент равен

$$M = M_1 - M_2 = M_{10} \sigma_1 - M_{20} \sigma_2. \quad (10)$$

Система уравнений сводится к виду

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \mu_1 H + J_{11}(0) S_1 \sigma_1 + |J_{12}(0)| S_2 \sigma_2 \\ \alpha_2 &= -\mu_2 H + J_{22}(0) S_2 \sigma_2 + |J_{12}(0)| S_1 \sigma_1 \end{aligned} \quad (11)$$

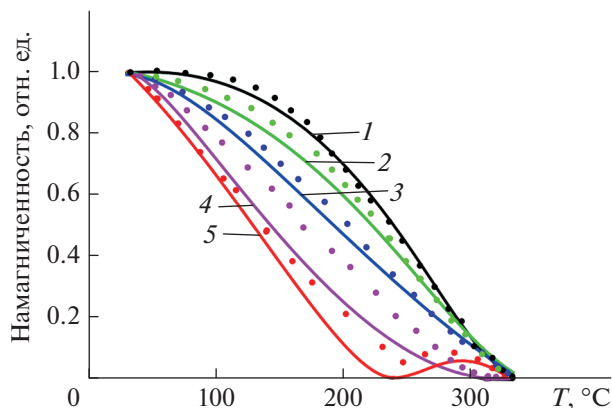
где

$$\sigma_i = B_S(\alpha_i / kBT),$$

$$B_S(\alpha_i / kBT) - \text{функция Бриллюэна.}$$

Обычно в приближении молекулярного поля рассматривается случай “слабых” полей, в связи с чем в литературе под уравнениями молекулярного поля понимают уравнения вида (14). При феноменологическом выводе этих уравнений величины, соответствующие средним значениям обменных интегралов  $I$  вводятся как некоторые константы. Результирующая намагниченность кристалла обусловлена различным распределением катионных вакансий на подрешетках. Расчетные изменения намагниченности пирротитов, в зависимости от температуры для различных концентраций вакансий железа, приведены





**Рис. 3.** Расчетные кривые и экспериментальные точки температурных изменений намагниченности пирротинов при различных концентрациях вакансий: 1 – 13.0, 2 – 12.0, 3 – 11.0, 4 – 10.0, 5 – 9.0%.

на рис. 3. В расчетах предполагалось, что когда нет вакансий в структуре, то

$$N_1 \approx N_2, \quad S_1 = S_2, \quad \mu_1 = \mu_2.$$

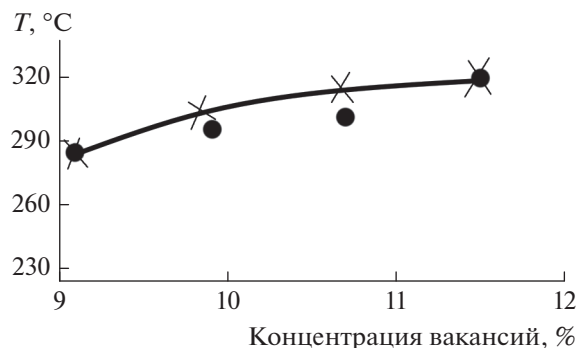
Значения обменных интегралов, этом случае, оценивались из температуры Нееля:

$$J_{11} = 6.55 \cdot 10^{-21} \text{ Дж}, \quad J_{22} = 5.21 \cdot 10^{-21} \text{ Дж}, \\ J_{12} = J_{21} = 6.52 \cdot 10^{-21} \text{ Дж}.$$

Из рис. 3 видно, что критическая температура для образцов, содержащих 13.0, 12.0 и 11.0% вакансий практически не изменяется и не зависит от содержания вакансий. Это объясняет пологий участок на кривой рис. 2 при  $S/Fe \geq 1.13$ . При уменьшении концентрации (менее 11%) температура обращения в ноль намагниченности пирротина зависит от концентрации вакансий. Это явление экспериментально было обнаружено ранее [7, 8], однако никакого объяснения не имело. В рамках предложенной модели этот результат находит объяснение. Подъем намагниченности на кривой 5 рис. 3 объясняет  $\lambda$ -пик на температурной кривой пирротинов [7].

Было проведено сравнение с экспериментальными результатами представленными на рис. 1 и выполнен расчет для точек 9.2, 9.7, 10.7 и 11.6%. Результаты сопоставления представлены на рис. 4. Следует заметить, что критическая температура в данном случае есть температура компенсации намагниченности ферримагнетика.

На рис. 4 представлена зависимость температуры компенсации намагниченности ферримагнетика от концентрации вакансий, причем для сравнения показана теоретическая и экспериментальная кривая. Хотя в численных значениях и наблюдается некоторое расхождение между расчетной и экспериментальной кривыми, тем не



**Рис. 4.** Расчетная зависимость температуры компенсации ферримагнетика от концентрации катионных вакансий. Крестики – теоретические точки, кружки – экспериментально полученные точки.

менее, они находятся в достаточно хорошем качественном соответствии.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показана возможность применения приближения молекулярного поля для описания двухподрешеточного ферримагнетика, содержащего катионные вакансии, а также зависимость температуры компенсации намагниченности ферримагнетика от концентрации катионных вакансий. Теория Тябликова для двухподрешеточного ферримагнетика применена для описания намагниченности конкретного соединения: минерала – пирротин, имеющего особое значение в золото добывающей промышленности [13].

Проведенные расчеты основаны на том, температура компенсации намагниченности ферримагнетика не связан с разупорядочением вакансий на магнитных подрешетках, а определяется особенностями зависимости намагниченности от температуры нестехиометрических ферримагнетиков. Хотя наличие катионных вакансий и оказывает влияние на поведение намагниченности, сверхструктура при рассматриваемых магнитных превращениях может не измениться. Из сравнения теоретических значений изменения критической температуры  $T_0$  от концентрации вакансий наблюдается качественное согласие с экспериментальными данными.

Следует отметить, что изучение природы процессов перераспределения вакансий, изменяющих магнитные свойства сульфидов железа, выходят за пределы данной работы и требуют дополнительного анализа. При этом, для более точного соответствия теоретических и экспериментальных кривых  $I/I_0(T)$  необходимо учитывать взаимодействие между вакансиями.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ward J.C.* // *Rev. Pure. Appl. Chem.* 1970. V. 20. P. 175.
2. *Гуденаф Д.* Магнетизм и химическая связь. М.: Металлургия, 1968. 236 с.
3. *Сазонов, А.М., Онуфриенок В.В., Колмако, Ю.В. и др.* // *Журн. СФУ. Сер. Техн. и технол.* 2014. Т. 7. № 6. С. 717.
4. *Белов Н.В.* Очерки по структурной минералогии. М.: Недра, 1976. 312 с.
5. *Бондаренко В.И., Трунькин И.Н., Горлова И.Г. и др.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2021. Т. 85. № 8. С. 1109; *Bondarenko V.I., Trunkin I.N., Gorlova I.G. et al.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2021. V. 85. No. 8. P. 858.
6. *Онуфриенок В.В., Звегинцев А.Г.* // *Изв. АН СССР. Сер. неорг. матер.* 1982. Т. 18. № 3. С. 366; *Onufrienok V.V., Zvegintsev A.G.* // *Inorg. Mater.* 1982. V. 18. No. 3. P. 301.
7. *Белов К.П.* Магнитные превращения. М.: Физматгиз, 1959. 200 с.
8. *Schwarz E.J. Vaughan D.J.* // *J. Geomag. Geoelectr.* 1972. V. 24. P. 441.
9. *Onufrienok V.V., Chzhan A.V., Sakash I.Yu.* // *J. Sib. Fed. Univ. Math. Phys.* 2018. V. 11. No. 5. P. 561.
10. *Онуфриенок В.В., Звегинцев А.Г.* // *Геоман. и аэрон.* 1981. Т. 21. № 3. С. 575.
11. *Ильин Н.В., Комогорцев В.С., Крайнова Г.С. и др.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2021. Т. 85. № 9. С. 1234; *Ilin N.V., Komogortsev S.V., Krainova G.S. et al.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2021. V. 85. No. 9. P. 945.
12. *Onufrienok V.V.* // *J. Ind. Geophys. Union.* 2019. V. 23. No. 4. P. 317.
13. *Тябликов С.В.* Методы квантовой теории магнетизма. М.: Наука, 1975. 528 с.
14. *Крупничко С.* Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. Т. 1. М.: Мир, 1975. 425 с.

### Influence of vacancies on the compensation temperature of the magnetization of iron sulfides

V. V. Onufrienok<sup>a, \*</sup>, A. V. Chzhan<sup>a</sup>

<sup>a</sup> *Krasnoyarsk State Agrarian University, Krasnoyarsk, 660049 Russia*

<sup>\*</sup>*e-mail: VOnufriynok@yandex.com*

The results of studies of the magnetic properties of ferrimagnetic iron sulfides  $Fe_{1-n}S$  at different contents of iron vacancies are presented. In the molecular field approximation, the temperature changes in the magnetization of the crystal sublattices are estimated near the Néel temperature. A comparative analysis of experimental data and calculation results is carried out.

УДК 537.86:534-8

## ОСОБЕННОСТИ МАГНИТОУПРУГОЙ СВЧ ДИНАМИКИ ТРЕХСЛОЙНОЙ СТРУКТУРЫ

© 2022 г. Л. Н. Котов<sup>1, \*</sup>, М. Ю. Дианов<sup>1</sup>, В. С. Власов<sup>1</sup>, Ф. Ф. Асадуллин<sup>2</sup><sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Сыктывкарский государственный университет имени Питирима Сорокина”, Сыктывкар, Россия<sup>2</sup>Сыктывкарский лесной институт (филиал) федерального государственного бюджетного образовательного  
учреждения высшего образования “Санкт-Петербургский государственный лесотехнический университет  
имени С.М. Кирова”, Сыктывкар, Россия

\*E-mail: kotovln@mail.ru

Поступила в редакцию 18.04.2022 г.

После доработки 13.05.2022 г.

Принята к публикации 23.05.2022 г.

Выполнено численное моделирование магнитоупругой динамики трехслойной магнитной структуры при ее возбуждении СВЧ магнитным полем. Построены прецессионные портреты магнитных колебаний. Выявлены значения параметров слоев и амплитуды полей для условий максимальной перекачки энергии из магнитной в упругую подсистему трехслойной структуры.

DOI: 10.31857/S0367676522090150

### ВВЕДЕНИЕ

В последнее десятилетие быстро развивается область стрейнтроники, связанной с реализацией устройств записи/считывания информации на основе электро- и магнитоакустических эффектов в многослойных структурах [1, 2]. Причем на современном этапе развития магнитоакустики возможно использование сверхбыстрых эффектов для управления магнитными наноструктурами. Такая область носит название сверхбыстрой магнитоакустики, в которой сверхкороткие (пикосекундные) упругие импульсы эффективно управляют магнитным состоянием различных наноструктур [3]. Новое поколение устройств стрейнтроники не уступает, а по ряду позиций, включая скорость работы и энергоэффективность, опережает современные устройства, работающие на стандартной полупроводниковой технологии [1–3]. Для дальнейшего улучшения характеристик устройств стрейнтроники необходимо изучить нелинейные магнитоупругие эффекты в многослойных магнитных структурах. Выявление новых нелинейных эффектов магнитоупругой СВЧ динамики в многослойных структурах также продвигает современную магнитоакустику, теорию нелинейных волн и нелинейных динамических систем [3–6].

Новые эффекты могут быть выявлены, например, с помощью моделирования нелинейной магнитоупругой СВЧ динамики планарной трехслойной магнитной структуры при возбуждении ее переменным магнитным полем. Моделирование

магнитоупругой динамики трехслойной структуры позволяет определить амплитуды переменного и постоянного магнитных полей, значений материальных параметров слоев при которых наблюдается максимальное преобразование энергии переменного магнитного поля в упругую энергию слоев. Кроме этого, результаты проведенных исследований позволят выявить новые материалы, которые можно будет использовать, например, в качестве СВЧ датчиков электромагнитного поля и гиперзвукового преобразователя.

### ГЕОМЕТРИЯ ЗАДАЧИ, ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ, ПАРАМЕТРЫ СЛОЕВ

Рассмотрим планарную трехслойную магнитную структуру. Обозначим верхний слой структуры буквой  $p$ , средний слой буквой  $d$ , и третий слой буквой  $r$  (рис. 1). Конфигурация внешних постоянного и переменного магнитных полей выбиралась исходя из геометрии, предотвращающей процессы параметрического распада ферромагнитного резонанса (ФМР) [7]. Для такой геометрии необходимо, чтобы ось  $Oz$  декартовой системы координат совпадала с направлением постоянного поля  $\vec{H}_0$  и с направлением нормали к плоскости трехслойной структуры. Внешнее переменное магнитное поле  $\vec{h}$  имеет круговую поляризацию и лежит в плоскости  $Oxy$ . При расчетах напряженность постоянного магнитного

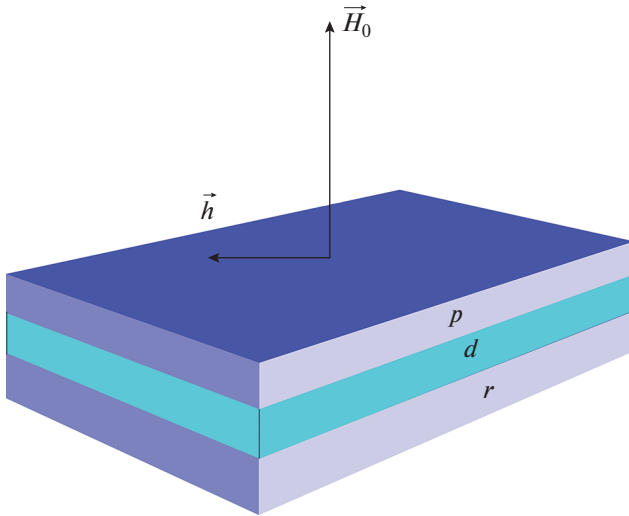


Рис. 1. Геометрия магнитных полей и трехслойной структуры.

поля  $H_0$  изменялась от 200 до 500 Э, амплитуда переменного магнитного поля варьировалась от 1 до 200 Э, а частота переменного поля менялась от 0.1 до 5 ГГц.

При моделировании рассматривалось взаимодействие только поперечных упругих колебаний с прецессией вектора намагниченности. В уравнениях плотность энергии трехслойной структуры представляла собой сумму зеемановской энергии, энергии диполь-дипольного взаимодействия, магнитоупругой и упругой энергии [7, 8]:

$$\begin{aligned}
 U_j = & -M_{0j}h_x m_{jx} - M_{0j}h_y m_{jy} - \\
 & - M_{0j}H_0 m_{jz} + 2\pi M_{0j}^2 m_{jz}^2 + \\
 & + 2B_{j2}(m_{jz}m_{jy}u_{xy} + m_{jx}m_{jz}u_{xz}) + \\
 & + 2C_{44}(u_{xy}^2 + u_{yz}^2 + u_{zx}^2),
 \end{aligned} \quad (1)$$

где  $U_j$  – плотность энергии для слоя  $j$  ( $j = p, d, r$ );  $M_0$  – намагниченность насыщения;  $h_x, h_y$  – компоненты переменного магнитного поля,  $m_{ji}$  – компоненты единичного вектора намагниченности для слоя  $j$ ,  $H_0$  – напряженность постоянного магнитного поля,  $B_{j2}$  – магнитоупругая константа слоя  $j$ ,  $C_{44}$  – компонента тензора упругих модулей,  $u_{ik}$  – компоненты тензора деформации. Для получения полной плотности энергии трехслойной пленки нужно провести суммирование плотностей энергий от отдельных слоев, определяемых выражением (1). Магнитоупругая динамика трехслойной пленки описывалась системой уравнений Ландау–Лифшица–Гильберта и уравнением движения упругой среды, записанных для каждого слоя в отдельности [8]. Связь слоев в системе уравнений обеспечивалась через граничные условия для упругих компонент. Общее ре-

шение для упругих смещений искалось в виде суммы однородной и неоднородной частей компонент упругих смещений:

$$u_i(z, t) = U_i(z, t) + v_i(z, t), \quad (2)$$

где  $v_i(z, t)$  – однородная часть решения, частная производная которой по координате  $z$  равна 0 на внешних поверхностях структуры,  $i = x, y$ ;  $U_i$  – неоднородная составляющая решения, являющаяся кусочно-линейной функцией от координаты  $z$ . Однородная и неоднородная части решения уравнений разлагается по собственным функциям. Для получения расчетной системы дифференциальных уравнений находились собственные функции магнитоупругой задачи. После подстановки полученных выражений в уравнения для движения упругой среды [9], получаем нелинейную систему обыкновенных дифференциальных уравнений, состоящую из уравнений Ландау–Лифшица–Гильберта и уравнений для мод упругих смещений. Уравнение упругих смещений можно записать для  $p$  слоя в следующем виде [9]

$$\begin{aligned}
 u_x(z, t) = & - \left( \frac{B_{p2}}{C_{44}} m_{px} m_{pz} \right) z + \\
 & + \frac{d}{2} \left( \frac{B_{d2}}{C_{44}} m_{dx} m_{dz} - \frac{B_{p2}}{C_{44}} m_{px} m_{pz} \right) + \\
 & + v_{0px}(t) + v_{1px}(t) \cos \left( \frac{\pi}{p} z + \frac{\pi d}{p} \right),
 \end{aligned} \quad (3)$$

и для  $r$  слоя

$$\begin{aligned}
 u_x(z, t) = & - \left( \frac{B_{r2}}{C_{44}} m_{rx} m_{rz} \right) z - \\
 & - \frac{d}{2} \left( \frac{B_{d2}}{C_{44}} m_{dx} m_{dz} - \frac{B_{r2}}{C_{44}} m_{rx} m_{rz} \right) + \\
 & + v_{0rx}(t) + v_{1rx}(t) \cos \left( -\frac{\pi}{r} z + \frac{\pi d}{r} \right),
 \end{aligned} \quad (4)$$

где  $v_{ljk}(t)$  –  $l$ -моды упругих смещений ( $l = 0, 1$ ) для слоев  $j$  ( $j = p, r$ ). Для численного интегрирования полученной нелинейной системы обыкновенных дифференциальных уравнений применялся метод Рунге–Кутты–Фельберга 4–5 порядков [10].

Толщина двух первых магнитных слоев выбиралась равной  $p = d = 0.1$  мкм, а толщина третьего слоя  $r = 0.48$  мкм. Такие значения толщин слоев соответствовали максимальному преобразованию СВЧ магнитной энергии в упругую энергию трехслойной структуры. Значение плотности слоев выбиралось равным  $\rho = 5.17$  г/см<sup>3</sup>; константы упругости слоев  $C_{44} = 7.64 \cdot 10^{11}$  эрг · см<sup>-3</sup>; намагниченности насыщения  $4\pi M_{0p} = 4\pi M_{0d} = 4\pi M_{0r} = 280$  Гс; параметр магнитной диссипации  $\alpha = 0.3$ , константа упругих потерь  $\beta = 10^9$  с<sup>-1</sup>. Константы магнитоупругой связи двух слоев  $p$  и  $d$  брались

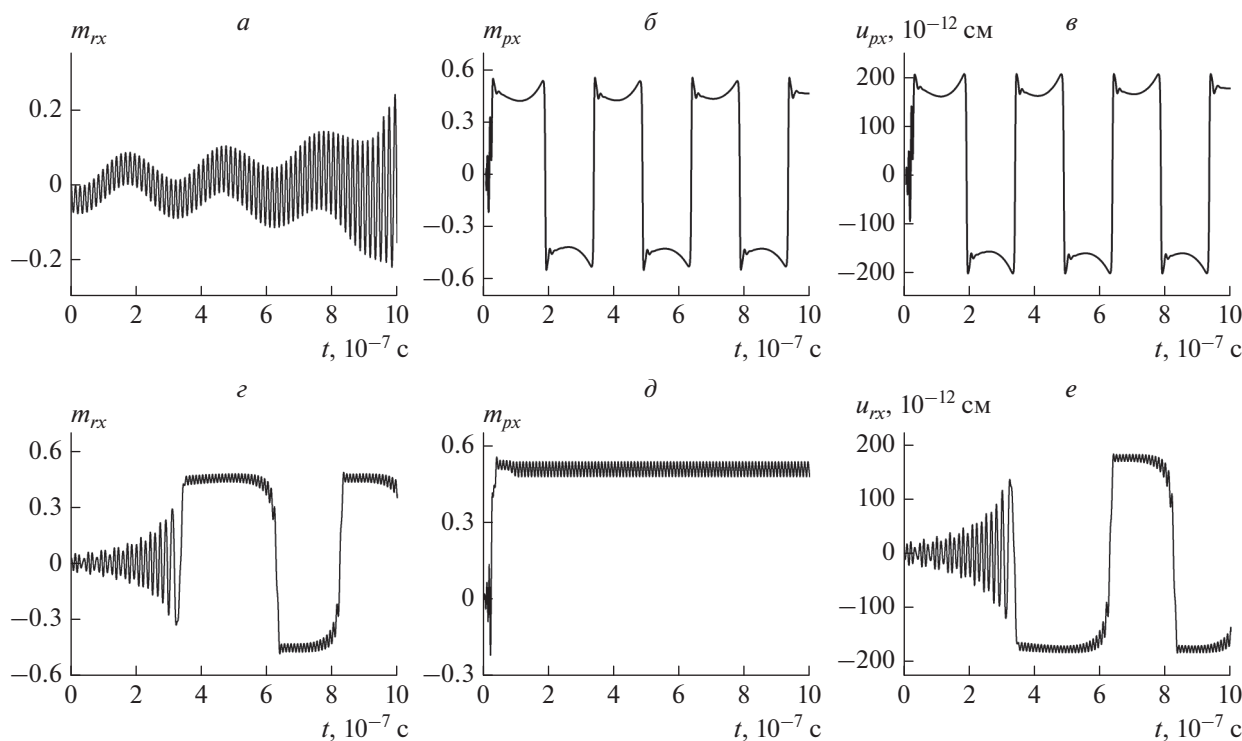


Рис. 2. Временные зависимости магнитных компонент слоев  $r$  и  $p$ , и упругих компонент смещения при разных константах магнитоупругой связи  $r$  слоя  $B_{r2}$ : 0 (а–в),  $0.2B_{p2}$  (г–е).  $B_{p2} = 6.96 \cdot 10^6$  эрг  $\cdot$  см $^{-3}$ .  $f = 3$  ГГц.  $h = 1$  Э.  $H_0 = 250$  Э.

постоянными  $B_{p2} = B_{d2} = 6.96 \cdot 10^6$  эрг  $\cdot$  см $^{-3}$ , а для третьего  $r$  слоя она изменялась от 0 до  $2B_{p2}$ . Все материальные параметры выбирались равными и близкими к известным и широко используемым ферромагнитным материалам [9].

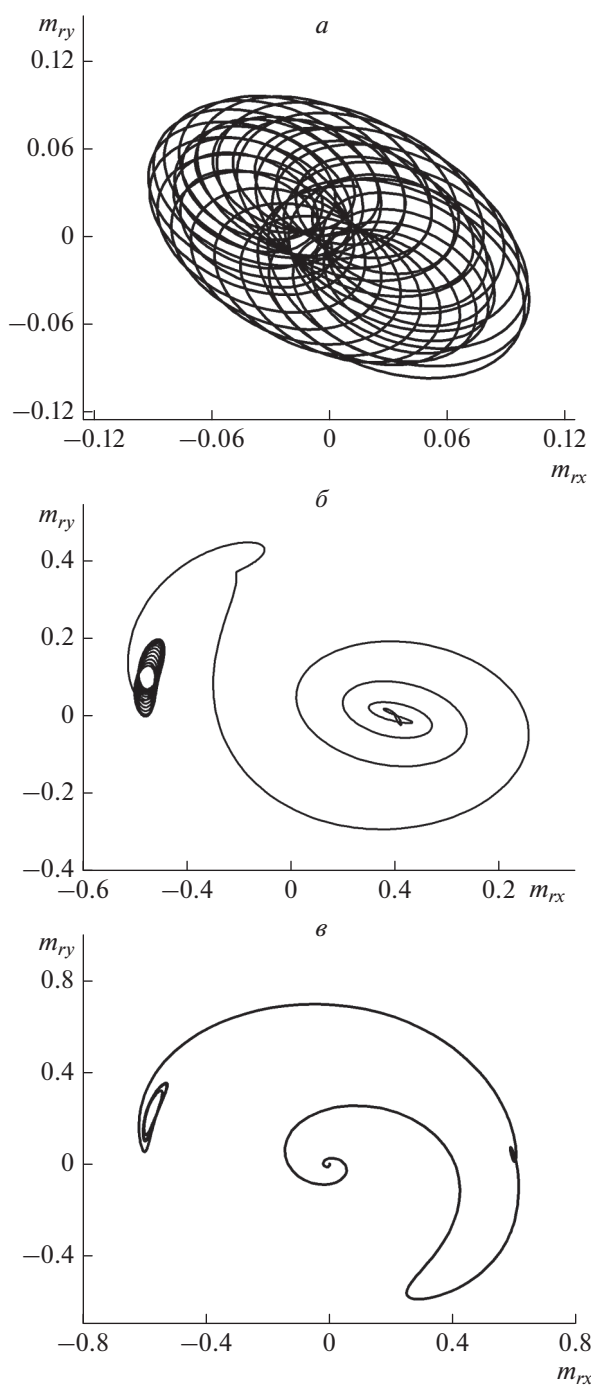
### ОПИСАНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В результате численного решения системы уравнений Ландау–Лифшица–Гильберта и уравнений для мод упругих смещений слоев были получены графики временных зависимостей магнитных и упругих колебаний (рис. 2). При нулевой константе магнитоупругой связи для  $r$  слоя  $B_{r2} = 0$  наблюдаются высокочастотные колебания магнитных компонент на частоте переменного магнитного поля, которые промодулированы низкочастотными колебаниями упругого смещения слоя  $p$  (рис. 2а). Период низкочастотной модуляции высокочастотного сигнала  $p$  слоя составляет  $T_p \approx 0.3$  мкс. При нулевой константе  $B_{r2} = 0$  амплитуда упругих колебаний  $r$  слоя ничтожно мала.

При значении магнитоупругой константы  $B_{r2} = 1.392 \cdot 10^6$  эрг  $\cdot$  см $^{-3}$  и одинаковых значениях магнитоупругих констант других двух слоев  $B_{p2} =$

$= B_{d2} = 6.96 \cdot 10^6$  эрг  $\cdot$  см $^{-3}$ , наблюдаются большие по амплитуде низкочастотные колебания магнитных компонент слоев и упругих смещений (рис. 2г, 2д и 2е). Амплитуда магнитных компонент высокочастотных колебаний слоев на частоте переменного поля в начале возбуждения упругих колебаний быстро затухает, а затем долго продолжается с малой амплитудой  $m_{py}, m_{px} \leq 0.05$ . Это говорит о том, что в условиях, близких к акустическому резонансу трехслойной структуры, большая часть энергии переменного магнитного поля быстро трансформируется в энергию упругих колебаний слоев. В результате такой трансформации графики временных зависимостей низкочастотных колебаний магнитных компонент  $r$  слоя и упругих смещений коррелируют между собой и сдвинуты по фазе на  $\frac{\pi}{2}$  (рис. 2г и 2е).

На основе полученных графиков временных зависимостей единичных компонент вектора намагниченности были построены прецессионные портреты магнитных колебаний  $r$  слоя для разных значений констант магнитоупругой связи  $B_{r2}$  (рис. 3). Прецессионные портреты магнитных колебаний  $r$  слоя при нулевой константе магнитоупругой связи  $B_{r2} = 0$  приведены на рис. 3а. Как видно из рисунка, в этом случае наблюдаются



**Рис. 3.** Прецессионные портреты магнитных колебаний  $r$  слоя при разных константах  $B_{p2}$ : 0 (*a*),  $0.6B_{p2}$  (*б*),  $B_{p2} = 2B_{p2}$  (*в*).  
 $B_{p2} = 6.96 \cdot 10^6$  эрг  $\cdot$  см $^{-3}$ .  $f = 0.1$  ГГц.  $h = 1$  Э.  $H_0 = 250$  Э.

промодулированные синусоидальные магнитные колебания вектора намагниченности в плоскости слоя  $r$ . Прецессионные портреты магнитных колебаний  $r$  слоя при ненулевых значениях констант магнитоупругой связи приведены на рис. 3б и 3в. Из рис. 3б и 3в можно видеть изменение и

сужение конечной области охвата прецессии вектора намагниченности для  $r$  слоя. Магнитные колебания через несколько периодов упругих колебаний продолжают в положениях, соответствующих минимумам энергии трехслойной структуры, которые сдвигаются при изменении

магнитоупругой константы слоев (рис. 3б и 3в). Данный факт можно будет использовать для изменения режима магнитоупругих колебаний, возбуждаемых СВЧ переменным магнитным полем. Из рис. 3а также видно, что наблюдается стремление вектора намагниченности слоя  $r$  ориентироваться в положение новой легкой оси, отличной от нормали к плоскости пленки. Это явление наблюдалось и ранее в материале с большими значениями константы магнитоупругости [11], а подобные режимы прецессии вектора намагниченности были обнаружены и в случае одного ферритового слоя [12, 13].

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено моделирование динамики магнитных и упругих колебаний планарной трехслойной магнитной структуры. Толщина слоев выбиралась с учетом выполнения условий акустического резонанса, когда суммарная толщина трех слоев равнялась половине длине упругих волн. При расчетах компонент вектора намагниченности предполагалось, что плоскость вращения вектора переменного магнитного поля совпадает с плоскостью слоев структуры. При анализе полученных результатов, было обнаружено, что при некоторых значениях констант магнитоупругости, и при условии, что постоянное магнитное поле, меньше поля насыщения пленки, возникают низкочастотные колебания вектора намагниченности большой амплитуды. Такие большие амплитуды низкочастотных магнитных и упругих колебаний наблюдаются на частотах переменного поля, превышающих частоты акустического резонанса планарной трехслойной структуры. Были получены прецессионные портреты магнитных колебаний слоев трехслойной структуры при нулевых и других значениях магнитоупругих констант. Были выявлены интервалы значений параметров магнитных слоев трехслойной структуры и частоты, амплитуды переменного магнитного поля, при которых наиболее эффективно трансформируется электромагнитная энергия поля трехслойной структуры в энергию упругих колебаний слоев. Анализ полученных результатов показывает, что можно изменять размеры конечной области прецессии вектора намагниченности для разных слоев, вблизи положений, соответствующих минимумам энергии структуры, при варьировании магнитоупругой константы слоев. Данный факт можно будет использовать для управления режимом магнитоупругих колебаний, возбуждаемых переменным магнитным полем или проходящим акустическим импульсом через слой. В работе определены материальные параметры слоев, значения напряженности постоянного магнитного поля, а также частоты, ампли-

туды переменного магнитного поля, которые можно будет использовать для разработки гиперзвукового преобразователя и СВЧ датчиков электромагнитного поля.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 21-72-20048).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bandyopadhyay S., Atulasingha J., Barman A.* // Appl. Phys. Rev. 2021. V. 8. No. 4. Art. No. 041323.
2. *Бухараев А.А., Звездин А.К., Пятаков А.П. и др.* // УФН. 2018. Т. 188. № 12. С. 1288; *Bukharaev A.A., Zvezdin A.K., Pyatakov A.P. et al.* // Phys. Usp. 2018. V. 61. No. 12. P. 1175.
3. *Власов В.С., Голов А.В., Котов Л.Н. и др.* // Акуст. журн. 2022. Т. 68. № 1. С. 22; *Vlasov V.S., Golov A.V., Kotov L.N. et al.* // Acoust. Phys. 2022. V. 68. No. 1. P. 18.
4. *Власов В.С., Шавров В.Г., Шеглов В.И.* // Радиотехн. и электрон. 2014. Т. 59. № 5. С. 482; *Vlasov V.S., Shavrov V.G., Shcheglov V.I.* // J. Commun. Technol. Electron. 2014. V. 59. No. 5. P. 441.
5. *Плешев Д.А., Асадуллин Ф.Ф., Оганезова Н.А. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 7. С. 987; *Pleshchev D.A., Asadullin F.F., Oganезова N.A. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 7. P. 901.
6. *Ferona A.M., Camley R.E.* // Phys. Rev. B. 2017. V. 95. Art. No. 104421.
7. *Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г. и др.* // Радиотехн. и электрон. 2009. Т. 54. № 7. С. 874; *Vlasov V.S., Kotov L.N., Shavrov V.G. et al.* // J. Commun. Technol. Electron. 2009. V. 54. No. 7. P. 832.
8. *Гуревич А.Г.* Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 592 с.
9. *Дианов М.Ю., Котов Л.Н., Власов В.С. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 12. С. 1707.
10. *Форсайт Дж., Малькольм М., Моулдер К.* Машинные методы математических вычислений. М.: Мир, 1980. 280 с.
11. *Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г. и др.* // Радиотехн. и электрон. 2012. Т. 57. № 5. С. 516; *Vlasov V.S., Kotov L.N., Shavrov V.G. et al.* // J. Commun. Technol. Electron. 2012. V. 57. No. 5. P. 453.
12. *Власов В.С., Кирушев М.С., Котов Л.Н. и др.* // Радиотехн. и электрон. 2013. Т. 58. № 9. С. 857; *Vlasov V.S., Kirushev M.S., Kotov L.N. et al.* // J. Commun. Technol. Electron. 2013. V. 58. P. 847.
13. *Власов В.С., Котов Л.Н., Липина Е.С. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2013. Т. 77. № 10. С. 1459; *Vlasov V.S., Kotov L.N., Lipina E.S. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2013. V. 77. No. 10. P. 1255.

## Features of magnetoelastic microwave dynamics of a three-layer structure

L. N. Kotov<sup>a, \*</sup>, M. Yu. Dianov<sup>a</sup>, V. S. Vlasov<sup>a</sup>, F. F. Asadullin<sup>b</sup>

<sup>a</sup> *Syktuykar State University, Syktuykar, 167001 Russia*

<sup>b</sup> *Syktuykar Forest Institute, Branch of the St. Petersburg State Forestry Engineering University, Syktuykar, 167000 Russia*

*\*e-mail: kotovln@mail.ru*

We performed numerical modeling of the magnetoelastic dynamics of a three-layer ferromagnetic structure when it is excited by a microwave magnetic field. Precession portraits of magnetic oscillations are constructed. The values of the layer parameters and field amplitudes for the conditions of maximum energy transfer from the magnetic to the elastic subsystem of the three-layer structure are determined.