СОДЕРЖАНИЕ

Том 85, номер 11, 2021

Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)

Влияние магнитоимпульсной обработки на состояние поверхности, эмиссионные и магнитные свойства аморфных магнитных сплавов	
М. Н. Шипко, М. А. Степович, А. Л. Сибирев, А. И. Тихонов, Е. С. Савченко, Т. П. Каминская	1528
Моделирование нагрева вращающихся дисков в электромагнитном поле с использованием постоянных магнитов	
А. Р. Лепешкин, А. Б. Кувалдин, О. И. Ильинская, М. А. Федин, А. О. Кулешов	1532
Модель Солнца с горячим ядром	
Ф. Н. Шакирзянов, П. А. Бутырин, С. А. Абдулкеримов, Д. В. Михеев	1535
Система, создающая высокооднородное магнитное поле между полюсами двухполюсного магнита	
С. В. Герус, Э. Г. Локк, А. Ю. Анненков	1538
Дифракция сверхнаправленного луча поверхностной спиновой волны на слабоконтрастном магнонном кристалле	
А. Б. Хутиева, А. В. Садовников, А. Ю. Анненков, С. В. Герус, Э. Г. Локк	1542
Отношение вектора Пойнтинга и вектора групповой скорости электромагнитных волн в неограниченной ферромагнитной среде	
Э. Г. Локк, А. В. Луговской, С. В. Герус, А. Ю. Анненков	1546
Магнитострикционные свойства периодических наноструктур на основе CoFe/FeNiCo	
Д. А. Жуков, А. И. Крикунов, В. В. Амеличев, Д. В. Костюк, С. И. Касаткин	1550
Исследование области устойчивой работы элементов магниторезистивных запоминающих элементов	
О. П. Поляков, С. И. Касаткин, В. В. Амеличев, П. А. Поляков	1554
Влияние двухосной анизотропии на доменную структуру в пленках ферритов-гранатов с плоскостной анизотропией	
Г. М. Николадзе, А. В. Матюнин, П. А. Поляков	1559
Доменная структура в тонких пленках FeNiCo с плоскостной анизотропией	
В. С. Шевцов, Т. П. Каминская, П. А. Поляков, С. И. Касаткин, В. В. Амеличев, В. С. Тахов, А. Б. Шевченко	1564
Взаимодействие неоднородного постоянного магнита, состоящего из решетки магнитожестких полосок, с массивной ферромагнитной средой	
М. А. Пятаков, М. Л. Акимов, П. А. Поляков	1568
Термостойкий радиопоглощающий материал для уменьшения помехоэмиссии и ослабления резонансных явлений бортовых приборов и устройств космических аппаратов	
В. Ю. Кириллов, П. А. Жуков, С. Ю. Журавлев, М. М. Томилин	1573
Исследование процессов в роторе гистерезисного электромеханического преобразователя энергии	
С. Ю. Останин, И. М. Миляев, Н. С. Зубарев, Т. С. Латыпов, Цуй Шумэй, Вэй Го, Шаопен Ву	1577

Исследование начального состояния и пускового режима гистерезисного электромеханического преобразователя энергии конусной конструкции	
И. М. Миляев, С. Ю. Останин, Н. С. Зубарев, Т. С. Латыпов, Цуй Шумэй, Вэй Го, Шаопен Ву	1582
Особенности и подход к расчету синхронного режима гистерезисного электромеханического преобразователя энергии конусной конструкции	
В. Б. Никаноров, С. Ю. Останин, И. М. Миляев, Н. С. Зубарев, Т. С. Латыпов, Цуй Шумэй, Вэй Го, Шаопен Ву	1587
Экспериментальное исследование переходных процессов в катушке-конденсаторе при подключении к источнику синусоидального напряжения	
П. А. Бутырин, Г. Г. Гусев, Ф. Н. Шакирзянов, Д. В. Михеев, А. А. Кваснюк, М. В. Карпунина	1592
Система контроля акустического излучения разрядных процессов на электрической подстанции для целей диагностики технического состояния изоляционного оборудования	
Д. А. Иванов, М. Ф. Садыков, Д. А. Ярославский, А. В. Голенищев-Кутузов, Т. Г. Галиева	1596
Анализ современных методов оценки состояния воздушных линий электропередачи по механическим параметрам проводов (обзор)	
М. Ф. Садыков, Д. А. Ярославский, М. П. Горячев, Ван Ву Нгуен, Н. К. Андреев, Д. А. Иванов	1600
Физика космических лучей	
Исследование связи параметров вариаций космических лучей, регистрируемых на Земле, с корональными дырами на Солнце	
Н. В. Осетрова, И. И. Астапов, Н. С. Барбашина, А. Ю. Коновалова, В. В. Шутенко	1608
Амплитудные и временные характеристики 27-дневных вариаций потока галактических космических лучей, зарегистрированных в эксперименте PAMELA с 2006 по 2016 год	
Р. Ф. Юлбарисов, Н. Г. Галикян, А. Г. Майоров, О. А. Голуб, В. В. Малахов, С. А. Роденко	1611
Энергетические зависимости основных характеристик Форбуш понижений по данным спектрометра ПАМЕЛА	
И. А. Лагойда, В. В. Михайлов, С. А. Воронов, М. Д. Нгобени	1615
Анализ жесткостных спектров вариаций космических лучей в октябре 2012 г.	
А. А. Луковникова	1619
Форбуш-эффект и геомагнитная буря в апреле 1990 г.	
М. В. Кравцова, С. В. Олемской, В. Е. Сдобнов	1623
Совершенствование метода исследования распределения космических лучей на основе данных сети мюонных телескопов	
П. Ю. Гололобов, А. С. Зверев, В. Г. Григорьев	1627
Поиск оптимальных точек размещения портативного нейтронного монитора	
Ю. В. Балабин	1631
Компактные счетчики заряженной компоненты как дополнительное средство верификации моделирования прохождения космических лучей через атмосферу Земли	
Е. А. Маурчев, Ю. В. Балабин, А. В. Германенко	1634
Калькулятор жесткостей геомагнитного обрезания космических лучей и траекторий их движения	
С. М. Белов, Г. И. Зобнин, В. Г. Янке	1637
Расчеты радиационных нагрузок, создаваемых космическими лучами в атмосфере Земли М. И. Добындэ, С. И. Свертилов, М. И. Панасюк	1642

Динамика поведения зональных составляющих распределения космических лучей и B_z -компоненты межпланетного магнитного поля в периоды геомагнитных бурь в 23 и 24 циклах солнечной активности	
А. С. Зверев, С. А. Стародубцев, В. Г. Григорьев, П. Ю. Гололобов	1646
Атмосферные эффекты во время высыпаний энергичных электронов	
В. С. Махмутов, Г. А. Базилевская, И. А. Миронова, М. Синнхубер, Е. Розанов, Т. Суходолов, Б. Б. Гвоздевский, Н. С. Свиржевский	1650
Эффекты, наблюдаемые в потоке мюонов во время гроз, по данным мюонного годоскопа УРАГАН	
А. П. Качур, И. И. Астапов, Н. С. Барбашина, А. А. Ковыляева, Ю. Б. Павлюков, А. А. Петрухин, Н. И. Серебрянник, В. В. Шутенко	1654
Возмущение свечения ночного неба в ясную погоду на средних широтах	
Н. С. Хаердинов, Д. Д. Джаппуев, К. Х. Канониди, А. У. Куджаев, А. Н. Куреня, А. С. Лидванский, В. Б. Петков, М. Н. Хаердинов	1657
Отклик детектора LVD на землетрясения в центральной Италии	
Н. Ю. Агафонова, В. В. Ашихмин, Е. А. Добрынина, Р. И. Еникеев, А. С. Мальгин, О. Г. Ряжская, Н. А. Филимонова, И. Р. Шакирьянова, В. Ф. Якушев (и коллаборация LVD)	1661
Вариации заряженной и нейтральной компонент космических лучей в сейсмической зоне CASLEO	
А. А. Орлов, В. С. Махмутов, М. В. Филиппов, Ю. И. Стожков, ЖП. Ролан	1666
Вариации космических лучей перед мощными землетрясениями	
В. В. Борог, С. Ф. Тимашев	1669

Contents

Vol. 85, No. 11, 2021

Electromagnetic Field and Materials (Fundamental Physical Research)

Effect of magnetic pulse treatment on the surface state, emission, and magnetic properties of amorphous magnetic alloys	
M. N. Shipko, M. A. Stepovich, A. L. Sibirev, A. I. Tikhonov, E. S. Savchenko, T. P. Kaminskaya	1528
Simulation of heating of rotating discs in an electromagnetic field using permanent magnets	
A. R. Lepeshkin, A. B. Kuvaldin, O. I. Ilyinskaya, M. A. Fedin, A. O. Kuleshov	1532
Hot core Sun model	
F. N. Shakirzianov, P. A. Butyrin, S. A. Abdulkerimov, D. V. Mikheev	1535
Magnetic system creating a highly uniform magnetic field between the poles of bipolar magnet	
S. V. Gerus, E. H. Lock, A. Yu. Annenkov	1538
Diffraction of superdirectional beam of surface spin wave through a low-contrast magnon crystal	
A. B. Khutieva, A. V. Sadovnikov, A. Yu. Annenkov, S. V. Gerus, E. H. Lock	1542
Ratio of the Poynting vector and the group velocity vector for electromagnetic waves in unbounded ferromagnetic medium	
E. H. Lock, A. V. Lugovskoi, S. V. Gerus, A. Yu. Annenkov	1546
Magnetostrictional properties of periodic nanostructures based on CoFe/FeNiCo	
D. A. Zhukov, A. I. Krikunov, V. V. Amelichev, D. V. Kostyuk, S. I. Kasatkin	1550
Investigation of the field of stable operation of magnetoresistive memory elements	
O. P. Polyakov, S. I. Kasatkin, V. V. Amelichev, P. A. Polyakov	1554
Effect of biaxial anisotropy on the domain structure in ferrite-garnet films with planar anisotropy	
G. M. Nikoladze, A. V. Matyunin, P. A. Polyakov	1559
The domain structure of FeNiCo thin films with in-plane anisotropy	
V. S. Shevtsov, T. P. Kaminskaya, P. A. Polyakov, S. I. Kasatkin, V. V. Amelichev, V. S. Tahov, A. B. Shevchenko	1564
Interaction of an inhomogeneous permanent magnet consisting of a lattice of magnetically rigid strips with a massive ferromagnetic medium	
M. A. Piatakov, M. L. Akimov, P. A. Polyakov	1568
Heat-resistant radio-absorbing material to reduce interference and attenuate resonant phenomena of radio-electronic equipment	
V. Yu. Kirillov, P. A. Zhukov, S. Yu. Zhuravlev, M. M. Tomilin	1573
Research of processes in the rotor of a hysteretic electromechanical energy converter	
S. Y. Ostanin, I. M. Milyaev, N. S. Zubarev, T. S. Latypov, Cui Shumei, Wei Guo, Shaopeng Wu	1577
Investigation of the initial state and starting mode of a hysteretic electromechanical energy converter of a conical structure	
I. M. Milyaev, S. Y. Ostanin, N. S. Zubarev, T. S. Latypov, Cui Shumei, Wei Guo, Shaopeng Wu	1582

ures and approach to the calculation of the synchronous mode of a hysteretic romechanical energy converter of a conical structure	
V. B. Nikanorov, S. Y. Ostanin, I. M. Milyaev, N. S. Zubarev, T. S. Latypov, Cui Shumei, Wei Guo, Shaopeng Wu	1587
Experimental study of transient processes in a coil-capacitor connected to a sinusoidal voltage source	
P. A. Butyrin, G. G. Gusev, F. N. Shakirzianov, D. V. Mikheev, A. A. Kvasniuk, M. V. Karpunina	1592
Monitoring system of acoustic radiation of discharge processes at electric equipment for diagnostics of technical condition of insulators	
D. A. Ivanov, M. F. Sadykov, D. A. Yaroslavsky, A. V. Golenishchev-Kutuzov, T. G. Galieva	1596
Analysis of modern methods for assessing air power lines by mechanical parameters of wires (a review)	
M. F. Sadykov, D. A. Yaroslavsky, M. P. Goryachev, Van Vu Nguyen, N. K. Andreev, D. A. Ivanov	1600
Physics of Cosmic Rays	
Investigation of the relationship between the parameters of cosmic ray variations registered on the earth and coronal holes on the Sun	
N. V. Osetrova, I. I. Astapov, N. S. Barbashina, A. Yu. Konovalova, V. V. Shutenko	1608
Amplitude and temporal characteristics of the 27-day variations of the galactic cosmic rays' flux measured with the PAMELA experiment between 2006 and 2016	
R. F. Yulbarisov, N. G. Galikyan, A. G. Mayorov, O. A. Golub, V. V. Malakhov, S. A. Rodenko	1611
Energy dependence of main characteristics of Forbush decreases obtained by PAMELA experiment	
I. A. Lagoida, V. V. Mikhailov, S. A. Voronov, M. D. Ngobeni	1615
Analysis of rigidity spectra of cosmic ray variations in October 2012	
A. A. Lukovnikova	1619
Forbush effect and geomagnetic storm in April 1990	
M. V. Kravtsova, S. V. Olemskoy, V. E. Sdobnov	1623
Improvement of the method for studying the distribution of cosmic rays based on data from the network of muon telescopes	
P. Yu. Gololobov, A. S. Zverev, V. G. Grigoryev	1627
Search for the optimal locations for the portable neutron monitor	
Yu. V. Balabin	1631
The compact Geiger counters as an additional tool for verification of the modeling of cosmic rays' propagation through the Earth's atmosphere	
E. A. Maurchev, Yu. V. Balabin, A. V. Germanenko	1634
Calculator of the rigidity of geomagnetic cutoff of cosmic rays and their trajectories	
S. M. Belov, G. I. Zobnin, V. G. Yanke	1637
Assessment of the radiation dose rates due to the space radiation in the atmosphere of the Earth	
M. I. Dobynde, S. I. Svertilov, M. I. Panasyuk	1642
Dynamics of behavior of zonal components of the distribution of cosmic rays and B_z -component of the interplanetary magnetic field during geomagnetic storms in the 23 and 24 solar activity cycles	
A. S. Zverev, S. A. Starodubtsev, V. G. Grigoryev, P. Yu. Gololobov	1646
Atmospheric effects of energetic electron precipitation	
V. S. Makhmutov, G. A. Bazilevskaya, I. A. Mironova, M. Sinnhuber, E. Rozanov, T. Sukhodolov, B. B. Gvozdevsky, N. S. Svirzhevsky	1650

Effects observed in the muon flux during thunderstorms according to the muon hodoscope URAGAN data	
A. P. Kachur, I. I. Astapov, N. S. Barbashina, A. A. Kovilyaeva, Yu. B. Pavlyukov, A. A. Petrukhin, N. I. Serebryannik, V. V. Shutenko	1654
Midlatitude night sky glow disturbance under fair weather conditions	
N. S. Khaerdinov, D. D. Dzhappuev, K. Kh. Kanonidi, A. U. Kudzhaev, A. N. Kurenya, A. S. Lidvansky, V. B. Petkov	1657
LVD detector response to earthquakes in central Italy	
N. Yu. Agafonova, V. V. Ashikhmin, E. A. Dobrynina, R. I. Enikeev, A. S. Malgin, O. G. Ryazhskaya, N. A. Filimonova, I. R. Shakyrianova, V. F. Yakushev, and LVD Collaboration	1661
Variation of charged and neutral components of cosmic rays in the CASLEO seismic region	
A. A. Orlov, V. S. Makhmutov, M. V. Philippov, Y. I. Stozhkov, JP. Raulin	1666
Variations of cosmic rays before powerful earthquakes	
V V Rorog S F Timashey	1669

Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)

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

УДК 537.632/.636:53.098

ВЛИЯНИЕ МАГНИТОИМПУЛЬСНОЙ ОБРАБОТКИ НА СОСТОЯНИЕ ПОВЕРХНОСТИ, ЭМИССИОННЫЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА АМОРФНЫХ МАГНИТНЫХ СПЛАВОВ

© 2021 г. М. Н. Шипко^{1, *}, М. А. Степович², А. Л. Сибирев¹, А. И. Тихонов¹, Е. С. Савченко³, Т. П. Каминская⁴

 1 Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина", Иваново, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Калужский государственный университет имени К.Э. Циолковского", Калуга, Россия

³Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования "Национальный исследовательский технологический университет "МИСиС", Москва, Россия

⁴Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова", Москва, Россия

> *E-mail: michael-1946@mail.ru Поступила в редакцию 21.06.2021 г. После доработки 05.07.2021 г. Принята к публикации 28.07.2021 г.

Изучено влияние слабого импульсного магнитного поля на состояние поверхности, эмиссионные и магнитные свойства аморфных магнитных сплавов Fe(SiBNb). Установлено, что с ростом напряженности электрического поля возможно инициирование взрывной электронной эмиссии, которая обусловлена наличием на поверхности наноразмерных участков оксидов с более высоким удельным сопротивлением.

DOI: 10.31857/S0367676521110351

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к исследованию влияния импульсных электромагнитных полей на конденсированные среды вызван тем, что их воздействие сказывается на эволюции структурных неоднородностей и, как следствие, влияет на физико-химические свойства твердых тел [1]. Особый интерес вызывает воздействие импульсов магнитного поля на свойства аморфных ленточных магнитных материалов [2, 3]. Выполненные ранее исследования указывают на возможность изменения ближнего порядка, а также состояния поверхности при обработке таких материалов слабыми магнитными импульсами [3, 4]. Для изучения таких изменений высокую эффективность имеют методы эмиссионной и сканирующей туннельной микроскопии, автоэлектронной эмиссии, обеспечивающие регистрацию изменения микрогеометрии поверхности аморфных сплавов, а также особенностей ближнего порядка [5, 6]. Весьма информативным является и сопоставление результатов таких исследований с данными измерений магнитных свойств изучаемых материалов до и после магнитоимпульсной обработки (МИО). Изучение особенностей влияния МИО на магнитные и эмиссионные свойства

"ленточных" аморфных сплавов состава Fe(SiBNb) и является целью настоящей работы.

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Объектами для исследования служили нелегированные (сплав 1) и легированные никелем (сплав 2) аморфные сплавы состава $Fe_{73.5}(SiBNb)_{26.5}$. Образцы представляли собой ленту толщиной около 100 мкм, шириной 10 мм, длиной 50 мм, которые были получены методом сверхбыстрого охлаждения расплава на вращающемся барабане. Для их МИО использовали импульсы магнитного поля амплитудой $(5-8)\cdot 10^3\,\mathrm{A}\cdot\mathrm{m}^{-2}$ длительностью 0.1-0.5 с и интервалом между импульсами 1-2 с. Количество импульсов составляло 10-50.

Исследование параметров автоэлектронной эмиссии сплавов осуществляли в камере газоразрядной визуализации (ГРВ) [7]. Для обработки ГРВ-изображений использовали программу GDV-Scientific Laboratory, которая позволяет определить параметры разряда, поддающиеся количественным оценкам, а также визуализацию параметров локальных неоднородностей на поверхно-

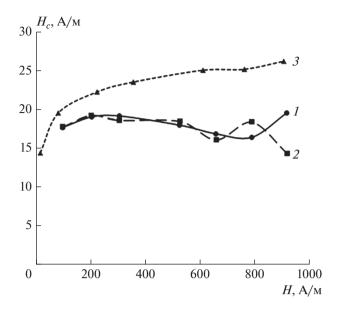


Рис. 1. Зависимость коэрцитивной силы H_c от напряженности магнитного поля H для сплава 2 при различных частотах f: 1-50, 2-60, 3-400 Гц.

сти аморфного сплава благодаря фиксации распределения стримеров вдоль аморфной ленты.

Состояние поверхности контролировалось оптическим микроскопом МКД-Р фирмы "ЛОМО" с видеокамерой, соединенной с компьютером. Были использованы следующие объективы: ПЛАН-АПО F=5, ЛОМО 91036 и ЛОМО 91048. Для сохранения и обработки оптических снимков была использована программа Toup View 3.7 For Digital Camera.

Магнитные параметры измеряли по стандартной методике на вибрационном магнитометре VSM250 в магнитном поле 20 кЭ.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Наиболее заметная зависимость параметров сплава от частоты наблюдается для коэрцитивной силы H_c и удельных потерь на перемагничивание – см. рис. 1. Из рисунка видно, что коэрцитивная сила сравнительно мало изменяется с ростом намагниченности сплава при увеличении напряженности магнитного поля. В связи с этим при анализе влияния МИО на состояние сплава использовали лишь данные об изменении H_c и площади петли магнитного гистерезиса S. Наиболее заметные изменения этих параметров были обнаружены после обработки сплава 20 импульсами. После МИО сплава 1 изменения H_c и Sсоставляют не более 10%. В то же время после обработки сплава, легированного никелем (сплав 2), наблюдаются более заметные изменения этих па-

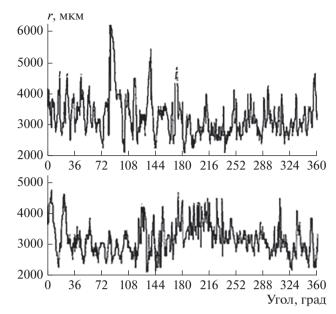


Рис. 2. Распределение стримеров поверхностного разряда при напряженности $1.1 \cdot 10^6$ В/м по длине ленты аморфного сплава (состав 2) до (нижний рисунок) и после (верхний рисунок) МИО 20 магнитными импульсами.

раметров: площадь петли увеличивается в 2 раза, а коэрцитивная сила — на 30%. Такие изменения связаны с эволюцией локальных неоднородностей, определяющих локальную анизотропию сплава, влияющую на плотность состояний 3d-электронов, что обеспечивает увеличение удельной намагниченности сплавов.

Изменение пространственной организации атомов обеспечивает появление мест с более высоким локальным возмущением электрического поля на поверхности сплава. Для оценки таких изменений были изучены эмиссионные свойства сплавов до и после МИО. В качестве примера на рис. 2 представлены картины распределения электронных лавин вдоль длины ленты в стереографической проекции, эмитируемых поверхностью сплава 2 до и после МИО при напряженности электрического поля $1.1 \cdot 10^6 \, \mathrm{B} \cdot \mathrm{m}^{-1}$. Они представляют совокупность большого числа узких максимумов различной интенсивности и ширины, отображающих геометрию и пространственное расположение центров эмиссии на поверхности сплава. Состояние и плотность таких центров изменяются не только после МИО, что отчетливо видно из микрофотографии поверхности сплава, контактирующей с воздушной средой при его быстром охлаждении (рис. 3).

Полученные картины позволяют рассчитать параметры электронных лавин, определяющих пространственно-энергетическую структуру разряда, лимитируемую особенностями ближнего порядка

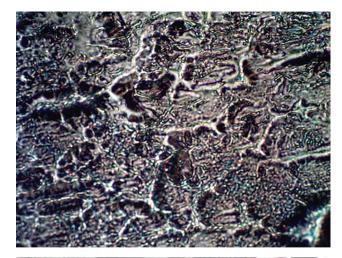




Рис. 3. Структура поверхности аморфного сплава (состав 2) до (нижний рисунок) и после (верхний рисунок) МИО 20 магнитными импульсами.

и геометрическими конфигурациями эмиссионных центров. Такими параметрами являются энтропия S_i , отображающая особенности ближнего порядка центров эмиссии, коэффициент фрактальности F_i , определяемый степенью разветвленности разрядных треков и связанный со спецификой процессов самоорганизации, обуславливающих изменение топологии поверхности, длина изолинии L_i , пропорциональная средней энергии эмитируемых электронов, зависящей от работы выхода электронов, их энергетического спектра. Наиболее заметная зависимость от напряженности поля наблюдается для длины изолинии и энтропии. До МИО наименьшее значение энтропии было свойственно составу 2, что соответствует наибольшей степени неупорядоченности эмиссионных центров. После МИО сплава наблюдается более высокая степень упорядочения. Наибольший эффект от МИО наблюдается для сплава 1, что проявляется на изменении длины изолинии,

определяемой особенностями энергетического барьера, преодолеваемого эмитируемыми электронами. Изменение длины изолинии после МИО зависит не только от состава, но и от напряженности электрического поля. Более того, аномальное увеличение длины изолинии при напряженности поля $13 \cdot 10^5 \; \text{B} \cdot \text{M}^{-1}$ можно предположительно связать с инициированием взрывной электронной эмиссии [8, 9]. Такая эмиссия может быть обусловлена наличием упорядоченных наноучастков с более высоким удельным сопротивлением [10, 11]. Действительно, такой эффект наблюдался только для поверхности сплава 1, контактирующего с воздушной атмосферой в процессе его сверхбыстрого охлаждения. В результате МИО появляются места с более высоким локальным возмущением электрического поля из-за уменьшения локальной электропроводности поверхности сплава [12, 13]. Действительно, как видно из рис. 2, после МИО уменьшается количество наноразмерных участков, эмитирующих электроны, и изменяется их геометрия. Ширина максимумов интенсивности, определяющих размеры участков, увеличивается в 2-4 раза, а расстояние между ними уменьшается примерно до 2 раз. Кроме того, цепочечная структура малых структурно-упорядоченных областей трансформируется в сетчатую (рис. 3).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Уменьшение коэрцитивной силы и потерь на перемагничивание сплавов после МИО обусловлено уменьшением константы анизотропии сплава в результате изменения пространственной организации атомов поверхности сплавов и их объемной части. Картины разрядных треков, отображающих положение и параметры центров эмиссии, позволили обнаружить изменение пространственноэнергетической структуры разряда, лимитирующей особенностями ближнего порядка эмиссионных центров и их локальной электропроводностью. Сделано предположение, что существующие в сплаве упорядоченные области после МИО трансформируются из "цепочечной" структуры в "сетчатую". Установлено, что с ростом напряженности электрического поля возможно инициирование взрывной электронной эмиссии, которая обусловлена наличием наноразмерных участков оксидов с более высоким удельным сопротивлением, поскольку такой процесс наблюдается только для поверхности сплава, контактирующего с кислородом воздуха в процессе его сверхбыстрого окисления.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Коровушкин В.В., Костишин В.Г., Степович М.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. № 12. С. 1643; Korovushkin V.V., Kostishyn V.G., Stepovich M.A., Ship-ko M.N. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. No. 12. P. 1450.
- 2. Шипко М.Н., Тихонов А.И., Степович М.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 8. С. 1090; Shipko M.N., Tikhonov A.I., Stepovich M.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 8. P. 988.
- 3. Каминская Т.П., Коровушкин В.В., Попов В.В. и др. // Поверхн.: Рентген., синхротрон. нейтрон. иссл. 2014. № 12. С. 26; Kaminskaya Т.Р., Korovushkin V.V., Popov V.V. et al. // J. Surf. Invest. X-Ray. Synchrotron. Neutron Tech. 2014. V. 8. No. 6. P. 1235.
- Viryus A.A., Kaminskaya T.P., Shipko M.N. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2020. V. 848. Art. No. 012085.
- Егоров Н.В., Шешин Е.П. // Поверхн.: Рентген., синхротрон. нейтрон. иссл. 2017. № 3. С. 5; Egorov N.V.,

- Sheshin E.P. // J. Surf. Invest. X-Ray. Synchrotron. Neutron Tech. 2017. V. 11. No. 2, P. 285.
- 6. *Сахаров А.С., Иванов В.А.* // УПФ. 2016. Т. 4. № 2. С. 150.
- 7. Коротков К.Г. Принципы анализа в ГРВ биоэлектрографии. Санкт-Петербург: Реноме, 2007. 286 с.
- 8. Фурсей Г.Н., Поляков М.А., Кантонистов А.А. и др. // ЖТФ. 2013. Т. 83. № 6. С. 71; Fursei G.N., Polyakov М.А., Kantonistov A.A. et al. // Tech. Phys. 2013. V. 58. No. 6. P. 845.
- 9. Fursei G.N. // Appl. Surf. Sci. 2003. V. 215. P. 113.
- 10. *Никифоров Д.К., Коржавый А.П., Никифоров К.Г.* // Изв. РГПУ им. А.И. Герцена. 2009. № 79. С. 153.
- 11. Forbes R.G., Xanthakis J.P. // Surf. Interface Anal. 2007. V. 39. No. 2–3. P. 139.
- 12. *Салеев В.А.* // Комп. опт. 2010. Т. 34. № 4. С. 531; *Saleev V.A.* // Comp. Opt. V. 34. No. 4. P. 531.
- 13. Эйдельман Е.Д., Архипов А.В. // УФН. 2020. Т. 190. № 7. С. 693; *Èidel'man E.D., Arkhipov A.V.* // Phys. Usp. 2020. V. 63. No. 7. P. 648.

Effect of magnetic pulse treatment on the surface state, emission, and magnetic properties of amorphous magnetic alloys

M. N. Shipko^{a, *}, M. A. Stepovich^b, A. L. Sibirev^a, A. I. Tikhonov^a, E. S. Savchenko^c, T. P. Kaminskaya^d

^aLenin Ivanovo State Power Engineering University, Ivanovo, 153003 Russia
 ^bTsiolkovsky Kaluga State University, Kaluga, 248023 Russia
 ^cNational University of Science and Technology "MISiS", Moscow, 119049 Russia
 ^dLomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia
 *e-mail: michael-1946@mail.ru

The effect of a weak pulsed magnetic field on the surface state, emission and magnetic properties of amorphous magnetic Fe(SiBNb) alloys has been studied. It was found that with an increase in the electric field strength, it is possible to initiate explosive electron emission, which is due to the presence of oxide nanoparticles with a higher resistivity on the surface.

УЛК 621.365.5

МОДЕЛИРОВАНИЕ НАГРЕВА ВРАЩАЮЩИХСЯ ДИСКОВ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПОСТОЯННЫХ МАГНИТОВ

© 2021 г. А. Р. Лепешкин^{1, 2, *}, А. Б. Кувалдин¹, О. И. Ильинская², М. А. Федин¹, А. О. Кулешов¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Национальный исследовательский университет "Московский энергетический институт", Москва, Россия ²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)", Москва, Россия *E-mail: lepeshkin.ar@gmail.com

> Поступила в редакцию 21.06.2021 г. После доработки 05.07.2021 г. Принята к публикации 28.07.2021 г.

Обсуждаются результаты моделирования нестационарного нагрева диска, вращающегося на ускорительном стенде в электромагнитном поле, созданном с использованием устройства с магнитами. Предложенную методику моделирования целесообразно применять для нагрева небольших дисков и деталей.

DOI: 10.31857/S0367676521110193

ВВЕДЕНИЕ

В промышленности широко используется как индукционный нагрев, так и другие виды электронагрева для обеспечения заданных температурных режимов деталей, изделий и заготовок в различных технологических процессах. Применение индукционного нагрева для обеспечения тепловых режимов дисков турбин газотурбинных двигателей (ГТД) и установок (ГТУ) в процессе их испытаний рассмотрено в работах [1–5]. Установки индукционного нагрева отличаются высокой стоимостью и требуют дополнительного оборудования по их электроснабжению. В связи с этим, актуальна разработка новых методов нагрева, которые снижают материальные затраты и позволяют экономить электроэнергию.

В работе [6] были проведены расчетно-экспериментальные исследования неравномерного распределения температуры диска и распределения температуры, близкого к равномерному, в ободной части диска турбины с использованием индукционного нагрева, который обеспечивался устройством с использованием трехвиткового индуктора. Недостатком указанных исследований являлось использование малой скорости вращения диска, равной 18 об/мин.

Использовать постоянные магниты (ПМ) в устройствах нагрева актуально, т.к. они позволяют экономить электроэнергию. С точки зрения физики нагрева ПМ так же, как и индукторы, со-

здают вихревые токи во вращающихся деталях, поэтому устройства с ПМ можно считать разновидностью индукционного нагрева.

В работе [7] проведен эксперимент по нагреву обода диска турбины с использованием одного постоянного магнита. Однако использование одного магнита с малой индукцией 0.1 Тл привело к малому нагреву диска в эксперименте. Максимальная температура составила лишь 70°С. Следует отметить, что такой низкотемпературный нагрев диска не соответствует рабочим температурам эксплуатации двигателя.

В работе [8] проведены экспериментальные исследования нагрева вращающихся дисков в электромагнитном поле, созданном с использованием постоянных магнитов. Однако в результате проведенных экспериментов были получены стационарные распределения температур во вращающемся диске. При проведении специальных неизотермических циклических испытаний дисков и деталей ГТД и ГТУ в машиностроении необходимо задавать скорости нагрева и временные параметры испытательных термо-циклов в различных программах исследований [1]. Свойства постоянных магнитов Nd—Fe—В рассмотрены в [9].

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Целью данной работы являлась разработка методики моделирования и исследование нестацио-

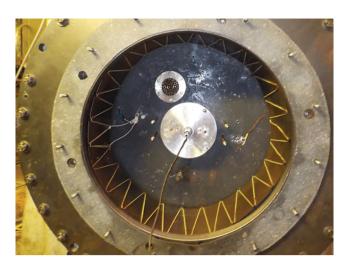


Рис. 1. Диск в вакуумной установке стенда.

нарного нагрева диска, вращающегося в электромагнитном поле, при разных скоростях вращения на ускорительном стенде, с помощью устройства, в котором используются постоянные магниты.

В указанной цели новизна работы состоит в моделировании и исследовании нестационарного нагрева диска, исследовании влияния зазора между поверхностью диска и постоянными магнитами на тепловое состояние диска и в применении бесконтактного метода измерений температуры диска.

На рис. 1 показан диск, установленный в вакуумной установке ускорительного стенда. Передаточное число ускорителя (зубчатой передачи) составляет 10. С помощью ускорителя скорость вращения стендового электродвигателя преобразуется от номинальной 3000 об./мин до максимальной.

Перед проведением исследований на специальный крепежный алюминиевый диск, имею-

щий стальные подставки, были установлены 8 сильных постоянных магнитов с размерами 60 × × 30 × 15 мм из сплава Sm—Co. Алюминиевый диск обеспечивал также отвод тепла от постоянных магнитов, что очень важно с точки зрения потери магнитных свойств при повышении температуры. Средний зазор между поверхностью диска и поверхностью сильных постоянных магнитов обеспечивался при монтаже и составил 5 мм. Термопары были установлены на радиусах диска, равных 125, 100 и 50 мм. Провода термопар подключались через токосъемное устройство к измерительной аппаратуре, использующей приборы ТРМ-201.

Экспериментальные исследования нестационарного нагрева диска проводились до максимальной скорости вращения (кривая 1, рис. 2). Из анализа экспериментальных результатов следует. что скорость нагрева составляет от 2.0 до 2.5°C/с до достижения температуры 440°C (кривая 3, рис. 2) и 3.0-3.5°C/с до температуры 650°C (кривая 5, рис. 2). Исследование влияния зазора между поверхностью диска и магнитами на скорости 15000 об./мин показало (кривая 4, рис. 2), что при увеличении зазора с 5 до 10 мм максимальная температура диска снижалась на 150°С. Этот фактор влияния можно использовать как дополнительный способ регулирования температуры вращающихся дисков с использованием постоянных магнитов.

Следует отметить, что по сравнению с индукционным нагревом разработанная методика моделирования нагрева дисков позволяет в среднем в два раза повысить КПД нагрева до величины, соответствующей КПД электропривода, обеспечивающего подвод механической энергии для вращения диска, и в целом повысить эффективность нагрева вращающихся дисков.

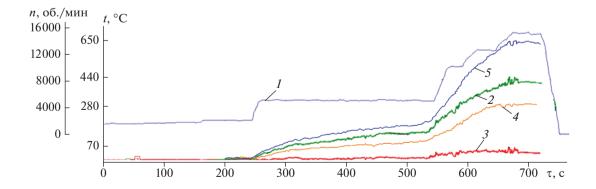


Рис. 2. Нестационарный нагрев: I — скорость диска (об./мин), 2 — кривая температуры в зависимости от времени (R = 100 мм), 3 — кривая температуры в зависимости от времени (R = 50 мм), 4 — кривая температуры в зависимости от времени (R = 100 мм) при зазоре 10 мм, 5 — кривая температуры в зависимости от времени (R = 125 мм).

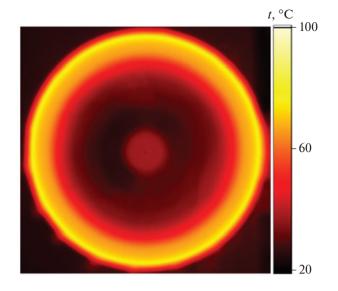


Рис. 3. Диаграмма теплового состояния диска.

Проводились также исследования для модельного диска с использованием небольших сильных постоянных магнитов из сплава Nd-Fe-B с размерами $25 \times 20 \times 5$ мм, расположенных в ободной части диска, на специальной установке на разных скоростях вращения в диапазоне от 3000 до 12000 об./мин. Такие исследования проведены с использованием бесконтактного средства измерения температуры — термографа FLIR. На рис. 3 приведена диаграмма распределения температуры, полученная с помощью не скоростного термографа, для вращающегося модельного диска на скорости 12000 об./мин в электромагнитном поле, созданном с использованием постоянных магнитов. При этом максимальная температура в ободной части составила около 100°C.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанная методика нестационарного нагрева диска, вращающегося в электромагнитном поле, позволяет повысить КПД и эффективность нагрева вращающихся дисков. Получены скорости нагрева вращающегося диска при нестационарном нагреве и результаты влияния зазора между диском и магнитами на тепловое состояние диска. Предложен бесконтактный метод измерений вращающихся дисков с использованием термографа. Данную методику моделирования целесообразно применять для нагрева небольших дисков и деталей в промышленности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Кувалдин А.Б., Лепешкин А.Р.* Скоростные режимы индукционного нагрева и термонапряжения в изделиях. М.: Инфра-М, 2019. 282 с.
- 2. *Кувалдин А.Б.*, *Лепешкин А.Р.*, *Лепешкин С.А.* // Электричество. 2009. № 7. С. 33.
- Кувалдин А.Б. Способ получения энергии и устройство для его реализации. Патент РФ № 2416869, кл. H02N11/00. 2011.
- Базаров А.А., Данилушкин А.И. // Изв. Томск. политех. ун-та. Инж. георесурсов. 2018. Т. 329. № 10. С. 143.
- 5. *Круцило В.Г.* // Изв. Самарск. НЦ РАН. 2016. Т. 18. № 4(2). С. 336.
- Маннанов Э.Р., Галунин С.А., Никаноров А.Н. и др. // Научн.-техн. вед. СПбГПУ. Физ.-мат. науки. 2019. Т. 12. № 2. С. 23.
- 7. *Кувалдин А.Б.*, *Лепешкин А.Р.* // X межд. научн.практ. конф. "Энерго- и ресурсосбережение — XXI век". (Орел, 2012). С. 41.
- 8. Лепешкин А.Р., Кувалдин А.Б., Лепешкин С.А., Ильинская О.И. // Мат. XXVII Межд. научн.-техн. конф. "Электромагнитное поле и материалы". (Москва, 2019). С. 88.
- 9. Гинзбург Б.А., Каминская Т.П., Поляков П.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 2. С. 226; Ginzburg B.A., Kaminskaya T.P., Polyakov P.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 2. P. 197.

Simulation of heating of rotating discs in an electromagnetic field using permanent magnets

A. R. Lepeshkin^{a, b, *}, A. B. Kuvaldin^a, O. I. Ilyinskaya^b, M. A. Fedin^a, A. O. Kuleshov^a

^aNational Research University "Moscow Power Engineering Institute", Moscow, 111250 Russia ^bMoscow Aviation Institute (National Research University), Moscow, 125993 Russia *e-mail: lepeshkin.ar@gmail.com

The non-stationary heating of a disk rotating on an accelerating stand in an electromagnetic field created using a device with magnets is studied. The proposed modeling technique is advisable to use for heating of the small disks and parts.

УЛК 524.3-16:537.5

МОДЕЛЬ СОЛНЦА С ГОРЯЧИМ ЯДРОМ

© 2021 г. Ф. Н. Шакирзянов^{1, *}, П. А. Бутырин¹, С. А. Абдулкеримов¹, Д. В. Михеев^{1, 2}

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Национальный исследовательский университет "МЭИ", Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана (национальный исследовательский университет)", Москва, Россия

*E-mail: 3728049@mail.ru

Поступила в редакцию 21.06.2021 г. После доработки 05.07.2021 г. Принята к публикации 28.07.2021 г.

Предложен ряд задач, решение которых позволит оценить адекватность новой модели Солнца с горячим ядром, в соответствии с которой источником солнечной энергии могут быть не только реакция синтеза гелия из ядер водорода, но и любые другие импульсно-протекающие термоядерные реакции, которые считались ранее невозможными из-за малой (всего 15 млн градусов) температуры ядра.

DOI: 10.31857/S0367676521110338

По мнению астрофизиков, возраст Солнца — около 4.5 миллиардов лет. И столько же — 4.5 миллиардов лет — Солнце еще будет обеспечивать энергией Солнечную систему. То есть к моменту появления людей на Земле, Солнце уже было звездой, точнее — желтым карликом класса *G*2, "среднего возраста". Так обозначают астрофизики солнцеподобные звезды главной последовательности с массой от 0.84 до 1.15 массы Солнца и с температурой поверхности 5000—6000 К [1]. Для людей (нашей цивилизации) Солнце всегда было главной загадкой, необъяснимым чудом. Откуда оно, Солнце, взялось, откуда черпает свою неиссякаемую энергию?

Первым ответом на вопрос "Откуда?", конечно же было: "От Бога". Впрочем, часто Солнце само отождествлялось с Богом. С развитием знаний о природе, появлялись другие ответы, соответствующие уровню развития цивилизации. Например, источниками энергии Солнца считали:

- разогрев падающими на Солнце телами (астероидами кометами и т.п);
 - разогрев за счет гравитационного сжатия;
 - ядерные реакции распада тяжелых элементов;
 - термоядерные реакции синтеза;
 - другие причины.

Не исключено, что последний вариант в этом ряду совпадет с первым. То есть все вернутся к варианту: "Все от Бога".

Ранее в [2] были кратко упомянуты некоторые гипотезы, а принятая в настоящее время модель

Солнца по Х.А. Бете [3, 4] была подвергнута развернутой критике. Была предложена "новая модель, в соответствии с которой ядра желтых карликов класса *G2* являются термоядерными котлами пузырькового кипения, в которых протекают любые термоядерные реакции, а не только реакции протон-протонного цикла...". То есть, по сути, предлагалась новая модель Солнца с температурой ядра не 15 миллионов, а 150 и более миллионов градусов.

Модель Солнца с горячим ядром:

- свободна от недостатков модели Бете Х.А.;
- допускает протекание на Солнце различных термоядерных реакций, а не только протон-протонного цикла:
 - объясняет парадокс дефицита нейтрино;
- предполагает хранение существенной части энергии Солнца в пузырьковых кристаллах в электромагнитной фазе;
- объясняет возникновение хромосферных вспышек и пятен на Солнце;
- дает возможность прогноза солнечной погоды и в, частности, объяснить одиннадцатилетний период активности Солнца;
- раскрывает механизм возможных супервспышек Солнца, кстати, потенциально опасных для жизни на Земле;
- объясняет высокую температуру короны (1.5 млн градусов) при холодной (5800 K) поверхности Солнца.

Для оценки адекватности модели с горячим ядром необходимо решить ряд нейтроннофизических, электрофизических, теплофизических задач, а также задач по акустике, гидродинамике плазменных образований в широком диапазоне температур, плотностей, давлений в ядре, зоне радиации, конвективной зоне, фотосфере, хромосфере и короне Солнца.

Важнейшей, первой из этих задач является задача о Первом взрыве. Назовем так событие, случившееся на Солнце 4.5 млрд лет назад, открывшее эру термоядерных реакций в центре Солнца, очевидно, в центре его ядра. Название "Первый взрыв" возникло у нас по аналогии с Большим взрывом — началом жизни нашей Вселенной. Итак, Первый взрыв — начало жизни Солнца в качестве звезды. Хотя собственно звездой оно стало, видимо, через 100—200 млн лет после Первого взрыва, когда энергия термоядерных реакций довела температуру поверхности Солнца до величин "свечения", излучения электромагнитной энергии в окружающее пространство.

С теоретической точки зрения идеализированная задача о Первом взрыве — это задача о естественной самоинициации термоядерного взрыва в неограниченной среде, водородной плазме, сжатой и разогретой до давлений и температур, достаточных для термоядерных реакций синтеза.

Сформулируем теорему: при любой массе объема вступившего в реакцию термоядерного сырья, выделившаяся в этом объеме электромагнитная энергия, создает давление, превышающее давление окружающей среды.

Теорема может быть доказана достаточно простыми методами. Важным следствием такой картины термоядерного взрыва является то, что в зоне взрыва образуется вакуумный пузырь с гигантской концентрацией электромагнитной энергии (фотонов). При высоких температурах в ядре Солнца стенки пузыря имеют проводимость сверхпроводников. То есть стенки пузыря становятся гиперпроводящими [5]. Такой вакуумный пузырь с гиперпроводящими стенками, заключающий в себе электромагнитную энергию с гигантской плотностью, был назван фотонным доменом [6]. По сути дела, фотонный домен – это многомодовый сферический резонатор с гиперпроводящими стенками. Вакуум в нем является абсолютным, так как любые частицы в нем будут отброшены к стенкам Лебедевским давлением, которое одновременно компенсирует внешнее давление на стенку фотонного домена. Парадоксальна возможность существования вакуумного пузыря в центре ядра звезды при давлениях в сотни миллиардов атмосфер.

Образующийся в момент взрыва пузырь экранирует зону термоядерной реакции и препятствует непрерывному ее течению в толще ядра. Таким

образом, в ядре реакции синтеза могут протекать только импульсно. То есть, действительно, в ядре Солнца действует импульсный термоядерный котел пузырьков кипения. Дефиниция "пузырьковое кипение" навеяно трудами известного теплофизика Лабунцова Д.А., создавшего теорию пузырькового кипения жидкостей [7]. Он показал, что фазовый переход жидкости в газ часто сопровождается образованием пузырей. Стоило бы назвать термоядерные реакции, суть которых заключается в превращении материи, находящейся в фазе вещества, в материю в фазе электромагнитного поля неким фазовым переходом высшего порядка. Кстати, стоило бы рассмотреть в этом же ракурсе гравитационное поле, а также поля слабого и сильного взаимодействий. Фазовые переходы материи-вещества в материю поля гравитационного, слабого и сильного взаимодействий, а также взаимные переходы этих полей друг в друга непосредственно и опосредованно через фазу материя-вещество могли бы составить область исследования фазовых переходов высшего порядка в направлении создания теории единого поля.

Вернемся к Солнцу, точнее к Первому взрыву. закончившемуся образованием пузыря — фотонного домена. Конечно, Первый взрыв не мог быть последним. По теории вероятностей одновременно могло быть множество взрывов, создавших множество пузырей. Множество пузырей в ядре могло возникнуть и при следующих друг за другом взрывах. Так или иначе возникает вопрос, как повели себя возникшие пузыри. Казалось бы, им не остается ничего, как начать всплытие к поверхности Солнца. Но пузыри, находящиеся в ядре, "не знают", в какую сторону им всплывать, так как градиент выталкивающих сил и по широте, и по долготе в центре ядра близок к нулю. С другой стороны, на пузыри действуют силы, притягивающие их друг к другу, заставляющие их слипаться. Пузырям энергетически выгодно быть слипшимися. Это мы видим во время дождя. Пузырьки на лужах всегда слипаются, образуя плоскую пузырьковую структуру, которую можно назвать двумерным пузырьковым кристаллом. То же самое происходит в ядре. Только там образуются 3D пузырьковый кристалл. Теоретическое исследование механизма образования пузырькового кристалла является второй задачей.

Третьей задачей является теплофизический расчет распределения температур по радиусу Солнца с учетом наличия пузырькового кристалла.

Экранирующие, теплоизолирующие свойства пузырькового кристалла дают расчетную температуру ядра не 15 млн градусов, а гораздо большую — 150 и более миллионов градусов.

Четвертая задача — изучение акустических свойств пузырькового кристалла. Решение такой задачи, даже в нормальных условиях, автора-

ми не обнаружено, а задача при столь высоких температурах и давлениях никем не ставилась. Между тем, очень интересно, насколько сильны меж пузырьковые связи. Возможен ли отрыв из наружного слоя кристалла отдельных пузырьков, пар и групп пузырьков при постоянно происходящих внутри пузырькового кристалла термоядерных взрывах? Существуют ли резонансные частоты и размеры пузырькового кристалла, которые делают возможными периодические (например, 1 раз в одиннадцать лет) массовые отрывы пузырей от пузырькового кристалла.

Пятая задача — гидродинамическая 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?

Шестая задача. Возможен ли отрыв целого сегмента или сектора пузырькового кристалла? Что случится при его всплытии на поверхность? Во сколько раз может увеличиться светимость Солнца в процессе разрушения сегмента (сектора)? В каком телесном угле распространится супервспышка Солнца? Как долго она будет длиться?

Седьмая задача. Как происходит разрушение всплывшего пузыря в фотосфере и хромосфере? Есть ли связь между разрушающимися пузырями и хромосферными вспышками, солнечными пятнами? Если такая связь возможна, то каков при этом механизм образования хромосферных вспышек и солнечных пятен?

Восьмая задача. Как долго длится истечение (излучение) накопленной электромагнитной энергии из лопнувшего на поверхности Солнца пузыря в окружающее пространство? До каких температур нагревает излучаемая энергия солнечную корону? Каков спектр излучаемой энергии?

Девятая задача. Каким образом электромагнитная энергия транспортируется от ядра через остальные зоны Солнца и излучается в окружающее пространство? Каковы механизмы, способы, и каков удельный вес каждого механизма в каждой зоне?

Можно многократно продолжить перечень интересных задач. Например, можно обозначить за-

дачи исследования гиперпроводимости, собственно фотонных доменов, в которых возможны упругие и не упругие столкновения фотонов, превращение их в материю—вещество...

Остановимся пока на перечисленных. Если решение таких задач будет совпадать с результатами наблюдений и мониторинга Солнца, то это будет свидетельствовать об адекватности предлагаемой модели. С практической точки зрения наиболее важным результатом была бы возможность предсказания супервспышек Солнца, их диаграммы направленности, продолжительности с тем, чтобы человечество могло бы подготовиться к ним и пережить их. Каждая из этих задач является новой в отдельности. Новым является и комплекс этих задач в целом. В изложенном контексте они прежде нигде и никем не рассматривались.

Коллектив авторов статьи ведет комплексную работу по рассмотрению перечисленных задач, возможность решения которых дает предлагаемая модель Солнца с горячим ядром, и приглашает присоединиться к этим проблемам читателей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Дубовиченко С.Б. Термоядерные процессы в звездах и Вселенной. Алматы: Palmarium Academic Publ., 2015. 348 с.
- 2. *Шакирзянов Ф.Н.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. T. 84. № 5. C. 704; *Shakirzianov F.N.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 5. P. 580.
- 3. *Bethe H.A, Salpeter E.E.* Quantum mechanics of one-and two-electron atoms. Berlin: Springer, 1957. 368 p.
- 4. *Бете Х.А.* Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. М.: Физматгиз, 1960. 562 с.
- 5. *Бутырин П.А.*, *Шакирзянов Ф.Н.*, *Михеев Д.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 8. С. 1022; *Buty-rin P.A.*, *Shakirzianov F.N.*, *Mikheev D.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 8. P. 922.
- 6. *Бутырин П.А., Шакирзянов Ф.Н.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 8. С. 1127; *Butyrin P.A., Shakirzia-nov F.N.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 8. P. 1016.
- 7. Лабунцов Д.А. Физические основы энергетики. Избранные труды по теплообмену, гидроэнергетике, термодинамике. М.: Изд. МЭИ, 2000. 388 с.

Hot core Sun model

F. N. Shakirzianov^a, *, P. A. Butyrin^a, S. A. Abdulkerimov^a, D. V. Mikheev^a, b

^aNational Research University "Moscow Power Engineering Institute", Moscow, 111250 Russia ^bBauman Moscow State Technical University, Moscow, 105005 Russia *e-mail: 3728049@mail.ru

We provide a list of problems, the solution of which will allow us to assess the adequacy of the new model of the Sun with the hot core, according to which the source of the solar energy can be not only the reaction of the helium fusion from the hydrogen nuclei, but also any other pulsed thermonuclear reactions that were previously considered impossible because of the low (only 15 million degrees) core temperature.

УЛК 537.624:537.632

СИСТЕМА, СОЗДАЮЩАЯ ВЫСОКООДНОРОДНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ МЕЖДУ ПОЛЮСАМИ ДВУХПОЛЮСНОГО МАГНИТА

© 2021 г. С. В. Герус^{1, *}, Э. Г. Локк¹, А. Ю. Анненков¹

¹Федеральное 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 21.06.2021 г. После доработки 05.07.2021 г. Принята к публикации 28.07.2021 г.

Разработана магнитная система, создающая стационарное высокооднородное магнитное поле в протяженной области между полюсами двухполюсного магнита. На основе расчетов распределения постоянного магнитного поля и последующих измерений показано, что использование в магните кольцевых наконечников с определенными параметрами позволяет значительно увеличить область пространства с высокой однородностью магнитного поля.

DOI: 10.31857/S0367676521110107

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, постоянное однородное магнитное поле необходимо для решения многих прикладных и экспериментальных задач. Так, при исследовании дифракции спиновых волн, распространяющихся в намагниченных ферритовых пленках, необходимо обеспечить существование однородного магнитного поля на достаточно большой поверхности ферритовой пленки, в плоскости которой выполняется зондирование СВЧ характеристик спиновой волны [1–3]. Поскольку ферритовые пленки имеют вид круглого диска диаметром около 70 мм, то при выполнении экспериментов необходимо, чтобы весь образец находился в постоянном, однородном магнитном поле.

На практике однородное магнитное поле создается либо постоянным магнитом, изготовленным из высококоэрцитивных магнитных материалов, либо катушками электромагнита. Отметим, что, хотя системы электрических катушек могут создавать достаточно однородное магнитное поле [4-6], в то же время наличие в них омических потерь приводит к нежелательному нагреву катушек, и к нестабильности созданного поля. Использование же постоянных магнитов позволяет создать достаточно стабильное магнитное поле, хотя применяемые на практике подковообразные магниты, несмотря на свои большие размеры, создают однородное магнитное поле в пределах очень малой области между полюсами магнита. Оснащение полюсов магнита наконечниками в виде усеченного конуса из магнитомягкого железа позволяет лишь немного увеличить эту область, но не обеспечивает требуемой однородности поля в необходимом объеме. В данной работе предложен способ решения этой проблемы на основе современных 3D численных методов расчета магнитных полей.

Одним из способов решения данной проблемы является использование в двухполюсном магните наконечников такой формы, которая позволит получить между его полюсами однородность касательного магнитного поля $\overrightarrow{H_0}$ порядка 1% от величины H_0 на площади ~50 на 50 мм². Известно, что две соосные радиальные катушки Гельмгольца (см., например, [4, 5]), расположенные на расстоянии среднего радиуса друг от друга, создают внутри себя достаточно большую область однородного магнитного поля. Таким образом, если к коническим наконечникам двухполюсного магнита добавить еще наконечники в виде колец, то последние в значительной степени сконцентрируют магнитное поле, увеличивая его однородность между полюсами. Необходимо лишь рассчитать размеры и конфигурацию этих колец для конкретного двухполюсного магнита.

МОДЕЛЬ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ, СОЗДАЮЩЕЙ СТАЦИОНАРНОЕ ВЫСОКООДНОРОДНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

На рис. 1 представлена модель магнита, использованная в расчетах. Она соответствует реальному магниту, входящему в состав экспериментальной установки по исследованию характери-

стик спиновых волн методом СВЧ зондирования. Также на рис. 1 изображены наконечники в виде колец, параметры которых предстояло рассчитать. При проведении расчетов предполагалось, что основание магнита 1, имеющее прямоугольную форму, конические наконечники 3 и кольцевые наконечники 4 выполнены из магнитомягкого железа (при изменении намагничивающего поля от 0 до 350 кА/м магнитная проницаемость меняется от 1200 до 5, индукция насыщения равна \sim 2 T), а стационарные составляющие магнита 2 – из магнитожесткого материала, причем считалось, что последние условно разбиты на слои с различными параметрами, варьирование которых позволит аппроксимировать параметры реального магнита, такие как величина и направление намагниченности (намагниченность насыщения лежала в диапазоне от 300 до 450 кА/м). Расчеты проводились численным методом на основе сеточного разбиения исследуемых областей, представленных на рис. 1. В процессе расчетов необходимо было установить распределение стационарного магнитного поля внутри и вне магнита и исследовать, как параметры кольцевых наконечников (их толщина, наружный и внутренний диаметры, а также изменение формы колец на коническую) влияют на однородность магнитного поля между полюсами.

При выполнении расчетов использовалась декартовая система координат, центр которой располагался посередине между полюсами магнита (рис. 1). Ниже для характеристики однородности магнитного поля будем использовать термин "протяженность однородной области поля" ΔS , под которым будем понимать размеры пространственной области, внутри которой максимальное изменение величины поля H_0 не превышает 1% от среднего значения H_0 в этой области.

Выполненные расчеты показали, что оптимальной является прямоугольная в сечении форма кольца 4, у которого внешний диаметр D равен большему диаметру наконечников 3. Было установлено, что максимально протяженную область с однородным магнитным полем между полюсами можно получить за счет вариации внутреннего диаметра колец d и их толщины h. В частности, было найдено, что с увеличением толщины кольца h размер однородной области поля H_0 растет в направлениях осей Yи Zи уменьшается в направлении оси X. Обнаружилось также, что протяженность однородной области поля ΔS зависит от внутреннего диаметра кольца d следующим образом: с увеличением величины d (разность D-dпри этом уменьшается, так как величина D фиксирована), величина ΔS вдоль осей Y и Z сначала увеличивается, проходит через максимум, а затем уменьшается, в то время как в направлении оси Xэта протяженность изменяется противополож-

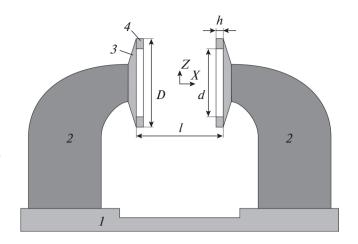


Рис. 1. Продольное сечение магнита. I — основание, 2 — элементы магнита из магнитожесткого материала, 3 — конические наконечники поля, 4 — кольцевые наконечники поля. Элементы I, 3 и 4 выполнены из магнитомягкого железа. Ось Y системы координат направлена за рисунок. D = 180 мм, d = 140 мм, h = 15.5 мм, l = 177 мм.

ным образом. На основе расчетов удалось подобрать оптимальные параметры колец d и h, при которых величина ΔS между полюсами магнита была одинаковой вдоль всех трех осей X, Y, и Z. Отметим, что все параметры магнитной системы подбирались таким образом, чтобы величина поля H_0 внутри наиболее однородной области поля $\overrightarrow{H_0}$, расположенной между полюсами магнита, составляла $H_0 = 500$ Э.

В результате кольцевые наконечники с рассчитанными оптимальными параметрами колец d и h, были изготовлены из магнитомягкого железа и включены в состав магнитной системы, представленной на рис. 1.

ЗАВИСИМОСТИ ВЫСОКООДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ОТ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ КООРДИНАТ

На рис. 2 и 3 представлены результаты расчетов и экспериментальных измерений величины магнитного поля H_0 вдоль осей координат для оптимальных значений d и h, указанных в подписи к рис. 1.

На рис. 2 приведены расчетные линии уровня поля H_0 , ограничивающие в плоскости XY область, внутри которой величина магнитного поля H_0 лежит в интервале значений 495 $\Im < H_0 < 505 \, \Im$ (т.е. величина H_0 меняется в пределах $\pm 1\%$ от значения 500 \Im). Для магнитной системы, оснащенной кольцевыми наконечниками \Im линии описывают кривые I, а для магнитной системы без кольцевых наконечников — кривые 2. Сравнение

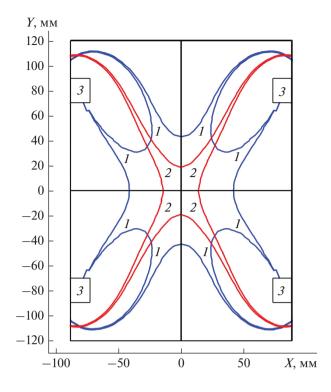


Рис. 2. Линии уровня магнитного поля H_0 , ограничивающие в плоскости XY область, внутри которой величина H_0 изменяется в пределах в пределах $\pm 1\%$ от значения 500 Э: I (синие линии) и 2 (красные линии) — соответственно, для магнита с кольцевыми наконечниками и без них. Показаны также сечения кольцевых наконечников плоскостью XY (прямоугольники 3).

кривых 1 и 2 на рис. 2 позволяет понять, как под влиянием кольцевых наконечников изменяются линии уровня магнитного поля H_0 между полюсами магнита. Так, в отсутствие кольцевых наконечников линии поля H_0 , соответствующие значениям $H_0 = 500 \ \exists \pm 1\%$, проходят в непосредственной близости от начала декартовой системы координат – точки (X = 0, Y = 0, Z = 0) (см. кривые 2 на рис. 2). При наличии кольцевых наконечников линии поля H_0 данного уровня располагаются намного дальше от этой точки (см. кривые 1 на рис. 2), ограничивая намного более протяженную область пространства, внутри которой величина H_0 изменяется в пределах ± 5 Э от значения H_0 (X = 0, Y = 0, Z = 0) = 500 Э, причем внутри этой области линии напряженности вектора $\overrightarrow{H_0}$ почти параллельны оси X (на рисунках изменение линий напряженности вектора $\overrightarrow{H_0}$ не представлено).

Для подтверждения рассчитанных выше характеристик однородности поля были выполнены измерения величины H_0 вдоль осей декартовой системы координат при наличии и при отсутствии в магнитной системе кольцевых наконечников с оптимальными параметрами (рис. 3).

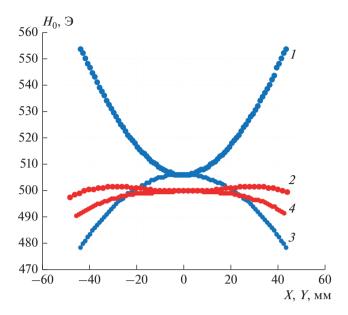


Рис. 3. Зависимости $H_0(X)$, измеренные при отсутствии и при наличии кольцевых наконечников (кривые 1 и 2, соответственно) и аналогичные зависимости $H_0(Y)$ (кривые 3 и 4, соответственно).

Как видно по изменению поля H_0 вдоль оси X (при Y=0, Z=0), в отсутствие кольцевых наконечников 4 величина H_0 принимает максимальные значения на внешней поверхности конических наконечников 3, а вблизи точки X=0 величина H_0 минимальна (см. кривую I на рис. 3). Наличие кольцевых наконечников радикально меняет эту зависимость так, что у поверхности конических наконечников 3 поле H_0 оказывается меньше, чем между полюсами магнита при X=0, где формируется достаточно протяженная однородная область поля с незначительным изменением величины H_0 на расстоянии порядка 90 мм (кривая 2), причем форму кривой 2 можно менять путем варьирования толщины колец h.

Зависимости поля H_0 (Y, X = 0, Z = 0) при отсутствии и при наличии кольцевых наконечников описывают, соответственно, кривые 3 и 4 на рис. 3. Как видно, в обоих случаях вблизи точки Y = 0 поле имеет максимальное значение, спадая с увеличением абсолютных значений Y. При отсутствии кольцевых наконечников зависимость $H_0(Y)$ напоминает параболу, причем протяженность однородной области поля ΔS вблизи точки Y = 0 очень мала, порядка нескольких миллиметров (кривая 3). С появлением колец протяженность этой области значительно повышается, хотя ее центр по-прежнему оказывается локализован вблизи точки Y = 0 (кривая 4).

Отметим, что зависимости H_0 (Z, X = 0, Y = 0) практически идентичны приведенным на рис. 3 зависимостям $H_0(Y)$, отличаясь лишь небольшой

асимметрией ~1 Э из-за соответствующей асимметрии используемого магнита.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, решена задача значительного увеличения области однородного поля между полюсами постоянного магнита. На основе современных численных методов рассчитаны и оптимизированы параметры и форма кольцеобразных наконечников двухполюсного магнита для получения в зазоре между его полюсами протяженной пространственной области величиной ΔS с высокой однородностью стационарного магнитного поля. Показано, что в результате взаимодействия магнитного поля исхолной магнитной системы и поля, создаваемого кольцевыми наконечниками. протяженность однородности поля ΔS вдоль вектора $\overrightarrow{H_0}$ (вдоль оси, соединяющей центры полюсов) увеличилась в 3 раза, а в перпендикулярном направлении — в 2.3 раза. Результаты работы могут быть использованы в тех областях науки и техники, где требуется создание достаточно однородного постоянного магнитного поля, в частности при исследовании распространения спиновых волн в ферритовых пленках.

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме № 0030-2019-0014 и при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-07-00356).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Annenkov A. Yu., Gerus S.V., Lock E.H. // EPL. 2018.
 V. 123. No. 4. Art. No. 44003.
- Annenkov A. Yu., Gerus S.V., Lock E.H. // EPJ Web Conf. 2018. V. 185. Art. No. 02006.
- 3. *Анненков А.Ю., Герус С.В., Локк Э.Г.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 2. С. 181; *Annenkov A. Yu., Gerus S.V., Lock E.H.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 2. P. 141.
- 4. Schill R.A., Karin H. // Rev. Sci. Instrum. 2001. V. 72. No. 6. P. 2769.
- https://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%9A%D0%BE%D0%BB%D1%8C%D1%86%D0%B0_%D0%93%D0%B5%D0%BB%D1%8C%D0%BC%D0%B3%D0%BE%D0%BB%D1%8C%D1%86%D0%B0.
- 6. Баранова В.Е., Баранов П.Ф., Муравьев С.В., Учайкин С.В. // Измерит. техн. 2015. № 5. С. 52; Baranova V.E., Baranov P.F., Muravyov S.V., Uchaikin S.V. // Meas. Tech. 2015. V. 58. No. 5. P. 550.

Magnetic system creating a highly uniform magnetic field between the poles of bipolar magnet

S. V. Gerus^{a, *}, E. H. Lock^a, A. Yu. Annenkov^a

^aKotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences (Fryazino Branch), Fryazino, 141190 Russia

*e-mail: svg318@ire216.msk.su

Magnetic system creating a stationary highly uniform magnetic field in an extended region between the poles of bipolar magnet has been developed. Based on the calculations of constant magnetic field distribution and subsequent measurements, it has been shown that the use of ring tips with certain parameters in a magnet can significantly increase the area of space with a high uniformity of magnetic field.

УЛК 537.624:537.632

ДИФРАКЦИЯ СВЕРХНАПРАВЛЕННОГО ЛУЧА ПОВЕРХНОСТНОЙ СПИНОВОЙ ВОЛНЫ НА СЛАБОКОНТРАСТНОМ МАГНОННОМ КРИСТАЛЛЕ

© 2021 г. А. Б. Хутиева^{1, *}, А. В. Садовников¹, А. Ю. Анненков², С. В. Герус², Э. Г. Локк²

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского", Саратов, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова Российской академии наук, Фрязинский филиал, Фрязино, Россия

*E-mail: abkhutieva@gmail.com

Поступила в редакцию 21.06.2021 г. После доработки 05.07.2021 г. Принята к публикации 28.07.2021 г.

Представлены результаты экспериментов и расчетов по исследованию брэгговской дифракции луча поверхностных спиновых волн с малой дифракционной расходимостью на слабоконтрастном магноном кристалле, у которого вектор решетки параллелен внешнему магнитному полю. Обнаружены эффекты смещения луча при прохождении магнонного кристалла, уширения лучей нулевого и первого порядков дифракции и появления узких сверхнаправленных дублеров этих лучей.

DOI: 10.31857/S0367676521110156

Изучение взаимодействия спиновых волн с периодическими магнитными решетками, называемыми также слабоконтрастными магнонными кристаллами, было начато в работах [1—3], где экспериментально исследовались эффекты взаимодействия волн с магнонными кристаллами при брэгговской [1, 3] или раман-натовской [2] дифракции, а также амплитудные характеристики волн при прохождении через кристалл или отражении от него. В работе [3] на основе методов вторичного квантования была построена теория брэгговской дифракции поверхностных спиновых волн на слабом возмущающем потенциале магнонного кристалла. Более подробно эта теория изложена в работе [4].

В продолжение этих исследований в работе [5] методом подвижного зонда были измерены дисперсионные характеристики магнонного кристалла на основе структуры металл—диэлектрик—феррит, помещенной в пространственно-периодическое магнитное поле. Обнаружено свойство невзаимности магнонного кристалла, которое проявляется в различии дисперсионных характеристик волн, распространяющихся в противоположных направлениях.

В дальнейшем метод подвижного зонда был усовершенствован, в частности, были разработана методика, позволяющая визуализировать многочастотные распределения комплексных амплитуд спиновых волн по всей поверхности пленочного ферритового образца (подробнее указанный

метод и экспериментальная установка описаны в [6]). Ниже представлены полученные на основе данной методики результаты экспериментов и соответствующие расчеты по исследованию дифракции поверхностных спиновых волн (ПСВ) на слабоконтрастном магноном кристалле.

При проведении экспериментов использовалась пленка железоиттриевого граната (ЖИГ) толщиной s = 13.9 мкм и намагниченностью насыщения $4\pi M_0 = 1868$ Гс. Пленка ЖИГ была касательно намагничена внешним однородным магнитным полем величиной $H_0 = 460$ Э. Пространственно-периодическое магнитное поле создавалось на части пленки ЖИГ четырьмя отрезками магнитофонной ленты, расположенными на поверхности пленки ЖИГ параллельно друг другу, так что общая ширина магнонного кристалла составляла 15 мм. Для совмещения максимумов записанных на ленту синусоидальных сигналограмм использовался метод визуализации магнитных доменов, наведенных магнитофонной записью, по наблюдаемому фарадеевскому вращению (подробнее этот метод описан в [7]).

Предварительные расчеты показали, что если при указанных параметрах расположить возбуждающий линейный преобразователь под углом 45° к вектору магнитного поля $\overline{H_0}$, то волновые пучки ПСВ с различными частотами будут похожи на сверхнаправленные лучи с малой дифракционной расходимостью [8—11], причем такая

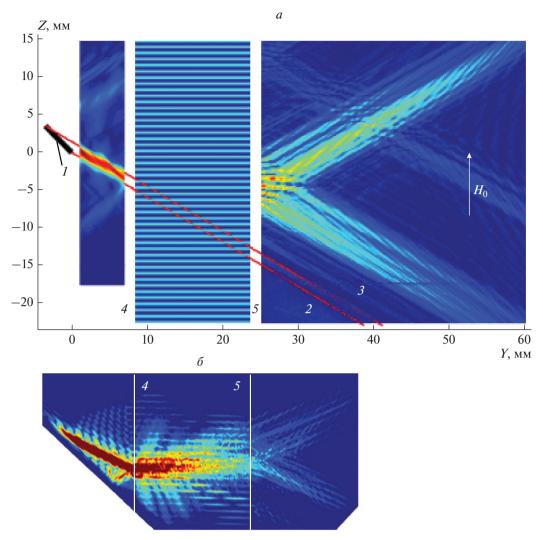


Рис. 1. Экспериментальная (a) и рассчитанные (b) картины распределения амплитуды ПСВ с частотой 2960 МГц при ее дифракции на слабоконтрастном магноном кристалле. I — возбуждающий ПСВ линейный преобразователь длиной 5 мм; 2 и 3 — условные границы сверхнаправленного луча ПСВ при отсутствии магнонного кристалла; a и a — границы магнонного кристалла.

геометрия одновременно обеспечит и режим брэгговской дифракции на частотах около 3000 МГц.

Распределение СВЧ поля ПСВ измерялось методом зондирования поверхности ферритовой пленки в двух взаимно перпендикулярных направлениях вдоль осей Y и Z, причем ось Z совпадала с направлением вектора $\overline{H_0}$. На рис. 1a и 2a представлены экспериментальные визуализированные СВЧ поля волновых пучков ПСВ с малой дифракционной расходимостью при их дифракции на магнонном кристалле, у которого вектор решетки \overline{q} ориентирован параллельно вектору $\overline{H_0}$. На основе предварительных расчетов период решетки кристалла был выбран равным T=810 мкм, что позволило обеспечить подходящие условия для возникновения брэгговской дифракции при падении на кристалл сверхнаправленного луча ПСВ [11].

Поскольку как сверхнаправленное распространение, так и возникновение брэгговской дифракции существенно зависят от волнового числа и частоты ПСВ, то при небольшом изменении частоты волны в пределах ~100 МГц в эксперименте наблюдался ряд совершенно разных дифракционных картин, на которых прохождение луча ПСВ через магнонный кристалл сопровождалось появлением множества смешенных лучей с тем же направлением распространения и множества продифрагироваших лучей с зеркально-симметричным относительно оси Унаправлением распространения. Экспериментальные дифракционные картины (подробно описанные в [12, 13]), представленные на рис. 1а и 2а, зависели от частоты и направления вектора решетки \vec{q} , определявшего параметры прошедшей волны, количество лучей, их направления и амплитуды. На рис. 1a и 2a маг-

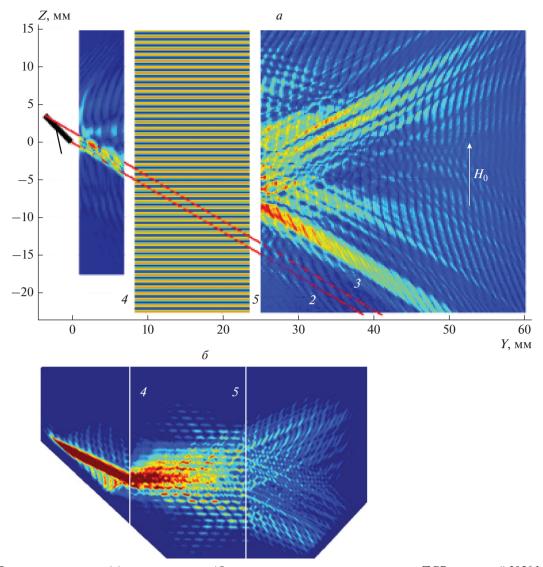


Рис. 2. Экспериментальная (a) и рассчитанные (b) картины распределения амплитуды ПСВ с частотой 3056 МГц при ее дифракции на слабоконтрастном магноном кристалле. I — возбуждающий ПСВ линейный преобразователь длиной 5 мм; 2 и 3 — условные границы сверхнаправленного луча ПСВ при отсутствии магнонного кристалла; 4 и 5 — границы магнонного кристалла.

нонный кристалл схематично изображен в виде вертикальной полосы, заполненной чередующимися полосками с периодом 810 мкм, а цветовая гамма распределения ПСВ соответствует увеличению амплитуды ПСВ от синего (малая амплитуда) до красного (большая амплитуда).

Расчеты, соответствующие приведенным на рис. 1*a* и 2*a* экспериментальным дифракционным картинам ПСВ, были выполнены на базе пакета программ МUMAX3 с помощью методики микромагнитного моделирования и представлены на рис. 1*б* и 2*б*. Распределения амплитуды или интенсивности ПСВ (рис. 1*б* и 2*б*) были рассчитаны методом конечных разностей на основе уравнения Ландау-Лифшица с диссипативным членом в форме, предложенной Гильбертом, причем

при расчетах параметр диссипации был выбран равным 10^{-5} . Отметим, что использование указанной методики, позволило получить двумерные картины распределения амплитуды ПСВ как за пределами области магнонного кристалла, так и в области пленки, образующей магнонный кристалл.

В наибольшей степени режиму брэгговской дифракции соответствует картина, представленная на рис. 1*a*, на которой виден узкий, хорошо сформированный, сверхнаправленный падающий луч слева от магнонного кристалла.

Справа от кристалла наблюдаются два луча, распространяющиеся в разные стороны относительно оси Y — прошедший основной луч нулевого порядка дифракции и продифрагировавший

брэгговский луч первого порядка. Отметим, что основной луч оказался сдвинутым вверх относительно исходного падающего луча и оба прошедших луча за счет взаимодействия с периодической структурой кристалла оказались значительно шире падающего луча.

При небольшом увеличении частоты ПСВ для основной части падающего луча условия брэгговской дифракции перестают выполняться, но поскольку дифракционная расходимость падающего луча с увеличением частоты тоже возрастает (а это означает, что энергии луча оказывается распределена по более широкому интервалу волновых чисел, каждому из которых соответствует свой угловой сектор внутри расходящегося луча), то для некоторого углового сектора луча выполнение условия брэгговской дифракции все еще сохраняется. Так, например, при частоте $\Pi CB f =$ = 3056 МГц (рис. 2) на большей части пленки ЖИГ, расположенной справа от кристалла, наблюдаются узкие дифракционные лучики, так называемые дублеры лучей первого и второго порядка дифракции (возникновение и развитие которых с изменением частоты подробнее описано в [12, 13]). Следует отметить, что поскольку исходный луч ПСВ, падающий на магнонный кристалл, обладает сверхнаправленными свойствами, то и все возникающие лучи-дублеры также обладают этим свойством (несмотря на то, что они гораздо уже исходного луча) и характеризуются малой дифракционной расходимостью: как видно из рис. 2 они практически не расплываются по мере распространения как на экспериментальной, так и на рассчитанной дифракционных картинах. Кроме того. Фурье-анализ экспериментального распрелеления ПСВ (подробнее описанный в [14]), проведенный для области, где наблюдаются лучи-дублеры, показал, что волновое число каждого лучадублера отличается от волнового числа соседнего луча-дублера на несколько обратных сантиметров.

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме № 0030-2019-0014 и при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-07-00356).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Вороненко А.В., Герус С.В.* // Письма в ЖТФ. 1984. T. 10. № 12. C. 746; *Voronenko A.V., Gerus S.V.* // Sov. Tech. Phys. Lett. 1984. V. 10. No. 12. P. 746.
- 2. *Вороненко А.В., Герус С.В.* // Письма в ЖТФ. 1986. T. 12. № 10. C. 632; *Voronenko A.V., Gerus S.V.* // Sov. Tech. Phys. Lett. 1986. V. 12. No. 10. P. 632.
- 3. Вороненко А.В., Герус С.В., Харитонов В.Д. // Изв. вузов. Физ. 1988. Т. 31. № 11. С. 76; Voronenko A.V., Gerus S.V., Kharitonov V.D. // Sov. Phys. J. 1989. V. 31. No. 11. P. 915.
- 4. *Герус С.В.* Магнитостатические волны в пространственно-периодических и двумерно-неоднородных магнитных полях. Дис. ... докт. физ-мат. наук. М. 2010.
- 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.
- 6. *Анненков А.Ю., Герус С.В.* // Радиотехн. электрон. 2012. Т. 57. № 5. С. 572; *Annenkov A.Yu., Gerus S.V.* // J. Commun. Techn. Electron. 2012. V. 57. No. 5. P. 519.
- 7. Герус С.В., Лисовский Ф.В., Мансветова Е.Г., Чижик Е.С. // Бюлл. изобр. 1989. № 39. С. 278.
- 8. Локк Э.Г. // УФН. 2012. Т. 182. № 12. С. 1327; Lock E.H. // Phys. Usp. 2012. V. 55. No. 12. P. 1239.
- 9. Локк Э.Г. // Радиотехн. электрон. 2015. Т. 60. № 1. C. 102; Lokk E.G. // J. Commun. Techn. Electron. 2015. V. 60. No. 1. P. 97.
- 10. Annenkov A.Yu., Gerus S.V., Lock E.H. // EPJ Web Conf. 2018. V. 185. Art. No. 02006.
- 11. Annenkov A.Yu., Gerus S.V., Lock E.H. // EPL. 2018. V. 123. No. 4. Art. No. 44003.
- 12. Анненков А.Ю., Герус С.В., Локк Э.Г. // Тр. XXVI Междунар. конф. "Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)". (Москва, 2018). С. 145.
- 13. Анненков А.Ю., Герус С.В., Локк Э.Г. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 2. С. 181; Annenkov A. Yu., Gerus S.V., Lock E.H. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 2. P. 141.
- 14. Герус С.В., Локк Э.Г., Анненков А.Ю. // Радиотехн. электрон. 2021. Т. 66. № 7. С. 662; Gerus S.V., Lock E.H., Annenkov A.Yu. // J. Commun. Technol. Electron. 2021. V. 66. No. 7. P. 834.

Diffraction of superdirectional beam of surface spin wave through a low-contrast magnon crystal

A. B. Khutieva^{a,*}, A. V. Sadovnikov^a, A. Yu. Annenkov^b, S. V. Gerus^b, E. H. Lock^b

^aSaratov National Research State University, Saratov, Russia

^bKotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences (Fryazino Branch), Fryazino, Russia *e-mail: abkhutieva@gmail.com

Experiments and calculations on the study of Bragg diffraction of a surface spin waves beam with low diffraction divergence on a low-contrast magnon crystal, in which the lattice vector is parallel to the external magnetic field, are presented. The effects of beam displacement during the passage of a magnon crystal, broadening of beams of the zero and first orders of diffraction, and the appearance of narrow superdirectional doublers of these beams are found.

УЛК 537.624:537.632

ОТНОШЕНИЕ ВЕКТОРА ПОЙНТИНГА И ВЕКТОРА ГРУППОВОЙ СКОРОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В НЕОГРАНИЧЕННОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ СРЕДЕ

© 2021 г. Э. Г. Локк^{1, *}, А. В. Луговской¹, С. В. Герус¹, А. Ю. Анненков¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова Российской академии наук, Фрязинский филиал, Фрязино, Россия

*E-mail: edwin@ims.ire.rssi.ru

Поступила в редакцию 21.06.2021 г. После доработки 05.07.2021 г. Принята к публикации 28.07.2021 г.

Рассчитаны ориентация вектора Пойнтинга и ориентация вектора групповой скорости в зависимости от ориентации волнового вектора для различных типов электромагнитных волн, распространяющихся в безграничной ферромагнитной среде. Установлено, что вектор Пойнтинга и вектор групповой скорости всегда сонаправлены для всех типов волн в данной среде.

DOI: 10.31857/S036767652111020X

В девятнадцатом веке в физику были введены понятия "вектор Пойнтинга" и "вектор групповой скорости" для описания распространения волн в изотропной среде. Впервые представление о групповой скорости, которая отличается от фазовой скорости волны, использовали Гамильтон, Стокс и Рэлей, а идею о потоке энергии ввели в физику позже Умов и Пойнтинг. В дальнейшем при использовании вектора групповой скорости $ec{U}$ и вектора Пойнтинга \vec{P} для описания волн в анизотропных средах было установлено, что в отсутствие поглощения у плоских волн в анизотропной среде скорость переноса энергии равна групповой скорости [1] и что в немагнитной среде, описываемой симметричным тензором диэлектрической проницаемости, векторы \vec{P} и \vec{U} нормальны поверхности волновых векторов [2]. В дальнейшем аналогичные результаты были получены и для электромагнитных волн (ЭМВ) в гипотетической неограниченной бигиротропной среде, которую характеризуют эрмитовые тензоры диэлектрической и магнитной проницаемостей [3].

Поскольку в работах [2, 3] фактически доказано, что векторы \vec{P} и \vec{U} нормальны одной и той же поверхности, то возникает вопрос: всегда ли эти векторы направлены одинаково или же существуют среды (условия), когда эти векторы могут быть направлены противоположно? Очевидно, что для сравнения ориентаций векторов \vec{P} и \vec{U} для случая произвольного направления распространения волны необходимо получить для этих векторов аналитические выражения в какой-нибудь анизотропной среде, причем при выводе данных выражений

не следует использовать приближенные методы. Опираясь на описание ЭМВ в бигиротропной среде [4–8], ниже рассчитаны ориентации векторов \vec{P} и \vec{U} для ЭМВ в неограниченной ферромагнитной среде, являющейся частным случаем бигиротропной среды.

Рассмотрим неограниченную ферромагнитную среду, которая находится в постоянном однородном магнитном поле \vec{H}_{C0} , направленном вдоль оси z. Такая среда характеризуется скалярной диэлектрической проницаемостью ϵ и эрмитовым тензором магнитной проницаемости $\ddot{\mu}$

$$\vec{\boldsymbol{\mu}} = \begin{vmatrix} \mu & iv & 0 \\ -iv & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{vmatrix}, \tag{1}$$

недиагональные компоненты которого µ и V определяются выражениями [5]

$$\mu = 1 + \frac{\omega_M \omega_H}{\omega_H^2 - \omega^2} = \frac{\omega_\perp^2 - \omega^2}{\omega_H^2 - \omega^2},$$
 (2)

$$v = \frac{\omega_M \omega}{\omega_H^2 - \omega^2},\tag{3}$$

где γ — гиромагнитная постоянная, $4\pi M_{c0}$ — намагниченность насыщения феррита, $\omega_H = \gamma H_{c0}$, $\omega_M = \gamma 4\pi M_{c0}$, $\omega_\perp^2 = \omega_H(\omega_H + \omega_M)$.

Электромагнитная волна с частотой ω , распространяющаяся в данной среде и изменяющаяся во времени по закону \sim exp($i\omega t$), должна удовлетворять уравнениям Максвелла. Будем искать решение уравнений Максвелла в виде однородной плоской волны с волновым вектором \bar{k} , считая,

что комплексные амплитуды векторов напряженностей высокочастотных электрического и магнитного полей \vec{E} и \vec{H} (а также их компоненты E_x , E_y , E_z , H_x , H_y и H_z) изменяются в пространстве по гармоническому закону

$$ec{E} = ec{E}_0 \exp(-i \vec{k} \vec{r})$$
 или $E_{x,y,z} = E_{x_0,y_0,z_0} \exp(-i k_x x - i k_y y - i k_z z),$ (4)

$$\vec{H} = \vec{H}_0 \exp(-i\vec{k}\vec{r})$$
 или
$$H_{x,y,z} = H_{x0,y0,z0} \exp(-ik_x x - ik_y y - ik_z z). \tag{5}$$

Здесь использованы декартова $\{x;y;z\}$ и сферическая $\{r;\phi;\theta\}$ системы координат, базисы которых связаны соотношениями $x=r\sin\theta\cos\phi$, $y=r\sin\theta\sin\phi$, $z=r\cos\theta$, причем модуль вектора \vec{k} и его компоненты также связаны соотношениями $k_x=k\sin\theta\cos\phi$, $k_y=k\sin\theta\sin\phi$, $k_z=k\cos\theta$, $k^2=k^2+k^2_y+k^2_z$.

Решая уравнения Максвелла по аналогии с работами [4, 6—8], найдем дисперсионное уравнение для ЭМВ в безграничной ферритовой среде [8]

$$F(\omega, \vec{k}) = F_{\nu}F_{\sigma} - \mu_{zz}\varepsilon F_{\nu\sigma}^2 = 0. \tag{6}$$

Здесь безразмерные величины $F_{\rm v},\,F_{\rm g}$ и $F_{\rm vg}$ определяют выражения

$$F_{v} = k^{2} / k_{0}^{2} - \varepsilon \mu_{\perp}, \tag{7}$$

$$F_g = \frac{k^2}{k_0^2} \left(\sin^2 \theta + \frac{\mu_{zz}}{\mu} \cos^2 \theta \right) - \mu_{zz} \varepsilon, \tag{8}$$

$$F_{vg} = \frac{k}{k_0} \frac{v}{\mu} \cos \theta, \tag{9}$$

где c — скорость света в вакууме, а $k_0 = \omega/c$.

В соответствии с [8] все электрические и магнитные компоненты ЭМВ в данной среде можно записать через амплитуду компоненты E_{z0}

$$H_x = \frac{E_{z0}}{k^2 \sin^2 \theta} \left(i \varepsilon \frac{\mathbf{v}}{\mu} k_x k_0 - i \frac{F_{\mathbf{v}}}{\mu F_{\mathbf{v}g}} k_x k_z + \varepsilon k_y k_0 \right) \times \exp(-i k_x x - i k_y y - i k_z z),$$
(10)

$$H_{y} = \frac{E_{z0}}{k^{2} \sin^{2} \theta} \left(i \varepsilon \frac{\mathbf{v}}{\mu} k_{y} k_{0} - i \frac{F_{\mathbf{v}}}{\mu F_{vg}} k_{y} k_{z} - \varepsilon k_{x} k_{0} \right) \times \exp(-i k_{x} x - i k_{y} y - i k_{z} z),$$
(11)

$$H_z = iE_{z0} \frac{F_{v}}{\mu_{zz} F_{vg}} \exp(-ik_x x - ik_y y - ik_z z), \qquad (12)$$

$$E_{x} = -\frac{E_{z0}}{k^{2} \sin^{2} \theta} (k_{x}k_{z} + iF_{v}k_{y}k_{0}/F_{vg}) \times \exp(-ik_{y}x - ik_{y}y - ik_{z}z).$$
(13)

$$E_{y} = \frac{E_{z0}}{k^{2} \sin^{2} \theta} (iF_{y}k_{x}k_{0}/F_{yg} - k_{y}k_{z}) \times \exp(-ik_{x}x - ik_{y}y - ik_{z}z).$$
(14)

Вектор Пойнтинга \vec{P} , как известно, описывается формулой

$$\vec{P} = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re}[\vec{E}\vec{H}^*], \tag{15}$$

а выражения для его компонент будут иметь вид:

$$P_{x} = k_{x} \frac{\varepsilon \omega E_{z0}^{2}}{8\pi F_{x} k^{2} \sin^{2} \theta} (F_{v} + F_{g}), \tag{16}$$

$$P_{y} = k_{y} \frac{\varepsilon \omega E_{z0}^{2}}{8\pi F_{\sigma} k^{2} \sin^{2} \theta} \left(F_{v} + F_{g} \right), \tag{17}$$

$$P_z = k_z \frac{\varepsilon \omega E_{z0}^2}{8\pi F_g k^2 \sin^2 \theta} \left[\frac{\mu_{zz}}{\mu} F_v + F_g - \varepsilon \mu_{zz} \left(\frac{\nu}{\mu} \right)^2 \right]. \quad (18)$$

Прежде, чем получить выражения для вектора групповой скорости \vec{U} и его компонент, отметим, что в анизотропных средах использовать понятие "групповая скорость" в соответствии с [9, 10] можно лишь на некотором конечном расстоянии, на котором форма сигнала, модулирующего синусоидальную волну, практически не искажается, причем величина этого расстояния зависит от дисперсионных характеристик среды. Очевидно, что если ограничиться рассмотрением случаев, когда модулируемая волна распространяется на бесконечно малое расстояние, то понятие групповой скорости можно использовать практически в любой среде. При сформулированных условиях выражение для вектора \vec{U} определяется выражением [8, 9]

$$\vec{U} = \frac{d\omega}{d\vec{k}} = \operatorname{grad}_{\vec{k}} \omega = \frac{\partial \omega}{\partial k_x} \vec{x}_0 + \frac{\partial \omega}{\partial k_y} \vec{y}_0 + \frac{\partial \omega}{\partial k_z} \vec{z}_0.$$
 (19)

Отметим, что в анизотропных средах зависимость $\omega(\vec{k})$ удается вывести в явном виде очень редко, тогда как дисперсионное уравнение волны $F(\omega,\vec{k})=0$ можно получить гораздо чаще. Поэтому, воспользовавшись правилом дифференцирования неявной функции, запишем выражение (19) в виде

$$\vec{U} = -\frac{\partial F/d\vec{k}}{\partial F/\partial \omega} = -\left(\frac{\partial F}{\partial \omega}\right)^{-1} \operatorname{grad}_{\vec{k}} F =$$

$$= -\left(\frac{\partial F}{\partial \omega}\right)^{-1} \left(\frac{\partial F}{\partial k_x} \vec{x}_0 + \frac{\partial F}{\partial k_y} \vec{y}_0 + \frac{\partial F}{\partial k_z} \vec{z}_0\right).$$
(20)

Выражения для компонент вектора групповой скорости ЭМВ, полученные на основе соотношения (20) для ферромагнитной среды, будут иметь вид

$$U_x = -2\frac{k_x}{k_o^2} \left(\frac{\partial F}{\partial \omega}\right)^{-1} \left(F_v + F_g\right),\tag{21}$$

$$U_{y} = -2\frac{k_{y}}{k_{0}^{2}} \left(\frac{\partial F}{\partial \omega}\right)^{-1} \left(F_{v} + F_{g}\right), \tag{22}$$

$$U_z = -2\frac{k_z}{k_0^2} \left(\frac{\partial F}{\partial \omega}\right)^{-1} \left[\frac{\mu_{zz}}{\mu} F_v + F_g - \varepsilon \mu_{zz} \left(\frac{\mathbf{v}}{\mu}\right)^2\right], \quad (23)$$

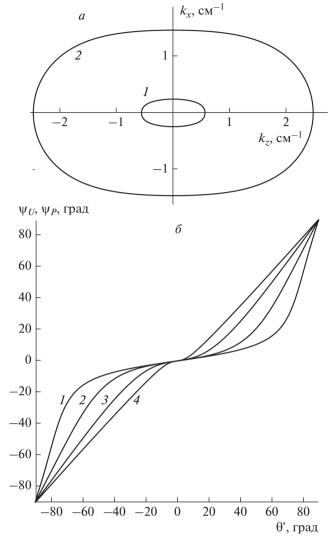


Рис. 1. Изочастотные зависимости (*a*) и ориентации ψ_U и ψ_P вектора групповой скорости и вектора Пойнтинга (*б*) в зависимости от ориентации θ' волнового вектора для нерезонансных ЭМВ с частотами 0.3, 1.8, 6 и 20 ГГц (кривые 1-4).

где производная $\partial F/\partial \omega$ может быть найдена из дисперсионного уравнения (6)

$$\frac{\partial F}{\partial \omega} = -\left(2\frac{k_{\varphi}^{2}}{\omega k_{0}^{2}} + 2\frac{k_{z}^{2}}{\omega k_{0}^{2}} + \varepsilon\frac{\partial \mu_{\perp}}{\partial \omega}\right) F_{g} - \left(2\frac{k_{\varphi}^{2}}{\omega k_{0}^{2}} + 2\frac{\mu_{zz}}{\mu}\frac{k_{z}^{2}}{\omega k_{0}^{2}} + \frac{\mu_{zz}}{\mu^{2}}\frac{k_{z}^{2}}{k_{0}^{2}}\frac{\partial \mu}{\partial \omega}\right) F_{v} - (24)$$

$$-2\varepsilon\mu_{zz}\frac{v}{\mu}\frac{k_{z}^{2}}{k_{0}^{2}}\left[\frac{\partial(v/\mu)}{\partial \omega} - \frac{v}{\mu\omega}\right].$$

Здесь $\mu_{\perp} = (\mu^2 - v^2)/v$, а производные величин μ , μ_{\perp} и v/μ несложно найти из выражений (2) и (3).

Как следует из [6], все изочастотные поверхности ЭМВ в неограниченной ферромагнитной сре-

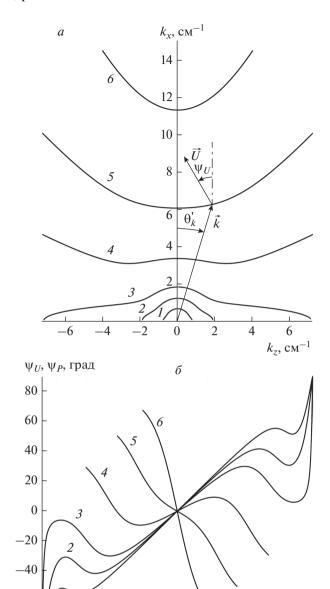


Рис. 2. Изочастотные зависимости для $k_x > 0$ (*a*) и ориентации ψ_U и ψ_P вектора групповой скорости и вектора Пойнтинга (*б*) в зависимости от ориентации θ ' волнового вектора для спиновых волн с частотами 0.3, 0.55, 0.8, 1.3, 1.77 и 2.05 ГГц (кривые I-6). Изображены также произвольный волновой вектор \vec{k} , соответствующий ему вектор групповой скорости \vec{U} и углы θ_k и ψ_U , определяющие ориентации этих векторов.

де образованы путем вращения соответствующих изочастотных зависимостей вокруг оси z (см. рис. 1 и 2 в [6]). Таким образом, можно рассмотреть ориентации векторов \vec{P} и \vec{U} только для точек изо-

-60

-80

-80

-60

-40

-20

20

0

40

60

80

 θ ', град

частотной зависимости, являющейся сечением этой поверхности плоскостью, проходящей через ось z (в данном случае — плоскостью xz). Поскольку в исследуемой среде векторы \vec{k} , \vec{U} и \vec{P} не всегда могут быть ориентированы вдоль оси z, то их ориентации удобнее отсчитывать от оси x. Поэтому введем угол θ ', определяющий ориентацию вектора \vec{k} относительно оси x и связанный с введенным ранее углом θ соотношением θ ' = θ + 90° , и, используя выражения (21)—(23), найдем углы ψ_U и ψ_P , определяющие ориентации векторов \vec{U} и \vec{P} относительно оси x

$$\psi_U = \operatorname{arctg}(U_z/U_x), \tag{25}$$

$$\psi_P = \operatorname{arctg}(P_z/P_x). \tag{26}$$

Зависимости $\psi_U(\theta')$ и $\psi_P(\theta')$ для нерезонансной и спиновой волн в ферромагнитной среде [6], а также изочастотные зависимости этих волн прелставлены, соответственно, на рис. 1 и 2. При расчетах использованы следующие параметры среды: $H_{c0} = 300$ Э, $\epsilon = 15$ и $4\pi M_{c0} = 1750$ Гс. Следует отметить, что при вычислении углов Ψ_{II} и Ψ_{P} по формулам (25) и (26) для противоположно направленных векторов будут получены одинаковые значения углов, поэтому рассчитанные значения этих углов дополнительно проверялись на основе сравнения знаков одинаковых проекций векторов \vec{U} и \vec{P} (U_x и P_x , а также U_z и P_z). В итоге, найдено, что в ферромагнитной среде ориентации ψ_{U} и ψ_{P} векторов \vec{U} и \vec{P} для всех типов ЭМВ (включая пострезонансные ЭМВ [6], для которых зависимости $\psi_U(\theta')$ и $\psi_P(\theta')$ на рисунках не представлены) всегда совпадают.

Отметим, что одинаковая ориентация векторов \vec{U} и \vec{P} , характерная для всех типов ЭМВ в ферромагнитной среде, по-видимому, обусловлена определенными причинно-следственными условиями, в частности, положительными значениями производных в выражении (24) (подроб-

нее об этом см. §80 и §84 в [2]). В то же время, вопрос о взаимной ориентации векторов \vec{U} и \vec{P} в других, более сложных средах и, в частности, в средах с потерями, остается пока открытым.

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме № 0030-2019-0014.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Агранович В.М., Гинзбург В.Л.* Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. М.: Наука, 1979.
- 2. *Ландау Л.Д.*, *Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, гл. ред. физ.-мат. лит., 1982. 620 с.
- 3. Локк Э.Г., Герус С.В., Анненков А.Ю. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 5. С. 714; Gerus S.V., Lock Е.Н., Annenkov A. Yu. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 5. P. 587.
- 4. *Гуревич А.Г.* Ферриты на сверхвысоких частотах. Москва: Гос. изд. физ.-мат. лит., 1960. 407 с.
- 5. *Гуревич А.Г., Мелков Г.А.* Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994. 464 с.
- 6. Локк Э.Г. // Радиотехн. и электрон. 2017. Т. 62. № 3. C. 259; Lokk E.G. // J. Commun. Technol. Electron. 2017. V. 62. No. 3. P. 251.
- 7. Локк Э.Г., Герус С.В., Анненков А.Ю. // Тр. XXVII Межд. конф. "Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)". (Москва, 2018). С. 115.
- 8. Локк Э.Г., Луговской А.В., Герус С.В. // Радиотехн. электрон. 2021. Т. 66. № 7. С. 662; Lock E.H., Lugovskoi A.V., Gerus S.V. // J. Commun. Technol. Electron. 2021. V. 66. № 7. Р. 834.
- 9. *Мандельштам Л.И.* Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике. М.: Наука, 1972. 440 с.
- 10. 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.

Ratio of the Poynting vector and the group velocity vector for electromagnetic waves in unbounded ferromagnetic medium

E. H. Lock^{a, *}, A. V. Lugovskoi^a, S. V. Gerus^a, A. Yu. Annenkov^a

^a Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences (Fryazino Branch), Fryazino, 141190 Russia

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

Orientation of the Poynting vector and orientation of the group velocity vector are calculated depending on orientation of the wave vector for various types of electromagnetic waves propagating in unbounded ferromagnetic medium. It was found that the Poynting vector and the group velocity vector are always codirectional for all types of waves in a given medium.

УЛК 681.586.7:53.087.92

МАГНИТОСТРИКЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ПЕРИОДИЧЕСКИХ НАНОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ CoFe/FeNiCo

© 2021 г. Д. А. Жуков^{1, *}, А. И. Крикунов¹, В. В. Амеличев¹, Д. В. Костюк¹, С. И. Касаткин²

¹Федеральное государственное бюджетное научное учреждение "Научно-производственный комплекс "Технологический центр", Москва, Россия ²Федеральное 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 21.06.2021 г. После доработки 05.07.2021 г. Принята к публикации 28.07.2021 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований магнитострикционных и магниторезистивных свойств многослойной наноструктуры Ta/[FeNiCo/CoFe]₆/Та, сформированной на окисленной кремниевой подложке. Исследовано влияние контролируемой механической деформации на электрофизические параметры наноструктуры. Сформулированы выводы о возможности применения наноструктур в элементах магнитной стрейнтроники.

DOI: 10.31857/S0367676521110399

ВВЕДЕНИЕ

Научные исследования в области спинтроники, как и феномена магниторезистивного эффекта, являются актуальным направлением, которое охватывает все больше смежных с ней научных областей микро- и наноэлектроники, к одним из которых относят технологии магнитоэлектрических материалов и магнитную стрейнтронику.

Для магнитной стрейнтроники определенный интерес представляют материалы, сочетающие в себе высокие магнитострикционные и магниторезистивные свойства. В связи с этим проведено исследование многослойного нанокомпозита, содержащего в определенном соотношении магниторезистивный и магнитострикционный материалы. Тонкие слои FeNiCo обладают высоким анизотропным магниторезистивным (АМР) эффектом (~2-4%) и низким значением коэффициента магнитострикции [1, 2]. В слоях Со₅₀Fe₅₀ наблюдается низкий АМР эффект (~0.3%) и значительный магнитострикционный эффект [1-5]. Можно предположить, что многослойный нанокомпозит на основе этих материалов будет сочетать в себе свойства высокого коэффициента магнитострикции и АМР эффекта.

Для исследования свойств многослойной периодической наноструктуры на основе ферромагнитных нанослоев CoFe и FeNiCo, была разработана тонкопленочная многослойная наноструктура Ta/[FeNiCo/CoFe]₆/Ta, изготовленная в НПК "Технологический центр".

Интерес к данной наноструктуре вызван, прежде всего, поиском оптимальной структуры для элементов магнитной стрейнтроники на основе магниторезистивного и магнитострикционного эффекта. Также представляет интерес фундаментальное научное исследование данной периодической наноструктуры и ее потенциальных применений в магнитополупроводниковой наноэлектроники.

ТЕХНОЛОГИЯ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ

Многослойная периодическая структура $Ta/[FeNiCo/CoFe]_6/Ta$ формировалась на пластинах окисленного кремния диаметром 100 мм с толщиной 0.46 мм методом магнетронного напыления. Толщины ферромагнитных слоев FeNiCo и CoFe составляли 3 нм. Слои Ta толщиной 3 нм использовались в качестве буферного и защитного покрытия. Ось легкого намагничивания (ОЛН) в наноструктурах формировалась в процессе напыления под влиянием постоянного магнитного поля величиной $\sim 100~9$ в плоскости подложки.

Сформированные наноструктуры на кремниевых подложках использовались для исследования магнитных параметров как в состоянии механической деформации сжатия, так и без механической нагрузки, на специализированной измерительной установке [2, 6]. При исследовании образцов в установке подавалось контролируемое механическое напряжение, которое приводило к

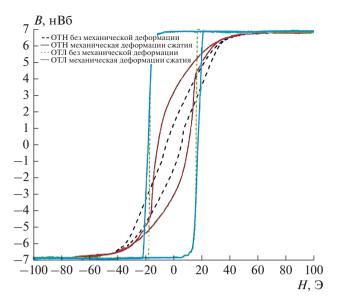


Рис. 1. Зависимость B(H) многослойной исходной наноструктуры в условиях наличия/отсутствия механической деформации.

деформации (сжатия) наноструктуры на кремниевой подложке, при этом направление этих напряжений перпендикулярно магнитному полю, создаваемому установкой.

После исследования наноструктуры в целом на пластине проводилось исследование на образцах размером $4 \times 20 \text{ мм}^2$, ОЛН в которых направлена вдоль длинной стороны образца или под 45° — измерение величины АМР эффекта в условиях меняющейся механической нагрузки. Измерение АМР эффекта проводилось двухзондовым методом — установка имеет в своей конструкции устройство для создания механических деформаций в образце [6]. В поверхностном слое образца со стороны зондов создается контролируемое механическое напряжение сжатия.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Зависимость перемагничивания B(H) наноструктуры 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 кривой перемагничивания меняется, при этом коэрцитивность структуры увеличивается с 5 до 10 Э. Приложение сжимающих напряжений перпендикулярно ОЛН не приводит к существенному изменению формы кривой перемагничивания.

На рис. 2a представлена характерная зависимость AMP эффекта структуры в свободном и деформированном состоянии сжатия (200 МПа) от величины внешнего магнитного поля. Образцы размером 4×20 мм² предварительно подверга-

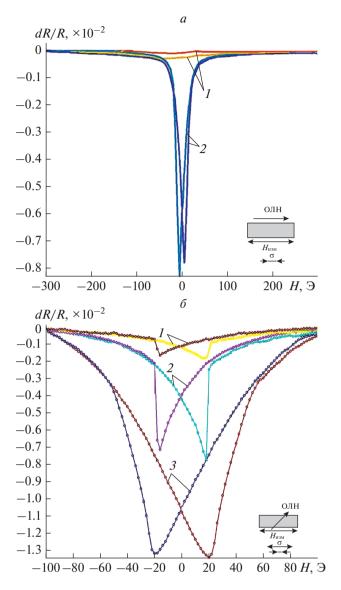


Рис. 2. Результаты измерения анизотропного магниторезистивного эффекта, в условиях наличия/отсутствия механической нагрузки. Сжатие: I — без механической деформации, 2 — с механической деформацией (a); сжатие—растяжение: I — с механической деформацией растяжения, 2 — без механической деформации, 3 — с механической деформации, 3 — с механической деформацией сжатия (δ).

лись термомагнитному отжигу 250° С при $1000 \, \Im$ в течение 15 мин. Для исследованного образца, с ОЛН вдоль длинной стороны, в отсутствии механической нагрузки определен АМР эффект 0.04% при коэрцитивной силе $\sim 10 \, \Im$. При воздействии механической нагрузки АМР эффект увеличился до 0.8%, а значение коэрцитивной силы составило $\sim 5 \, \Im$. Таким образом, относительное изменение сопротивления, обусловленное нагрузкой $(\Delta R/R)_{\sigma}$ составляет 0.75%.

На рис. 2*б* представлена зависимость AMP эффекта для образца, в котором ОЛН направлена

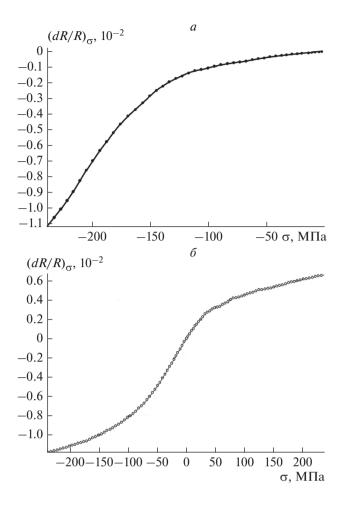


Рис. 3. График зависимости величины относительного изменения сопротивления, обусловленного нагрузкой $(\Delta R/R)_{\sigma}$ от величины механических напряжений σ : механическая деформация сжатия (a), механическая деформация сжатия (δ) .

под углом 45° к длинной стороне образца. Максимально допустимые для данной подложки напряжения сжатия/растяжения соответствуют ± 250 МПа. Более высокие напряжения связаны с риском разрушения кремниевой подложки. Соотношение соответствующих осей представлено во вставке к рис. 26.

В образце без приложения механической деформации регистрируется магниторезистивный эффект 0.7% при коэрцитивности 17.5 Э. Под влиянием механической деформации сжатия 230 МПа магниторезистивный эффект наноструктуры увеличивается до 1.3%, а коэрцитивность возрастает до 20.7 Э. При приложении к образцу механической деформации растяжения 230 МПа магниторезистивный эффект снижается до 0.1%, а коэрцитивность увеличивается до 19.4 Э. Из этого следует, что относительное изменение сопротивления, обусловленное нагрузкой ($\Delta R/R$) $_{\sigma}$ составляет 1.2%.

Зависимость изменения сопротивления обусловленного механической нагрузкой $(\Delta R/R)_{\sigma}$ от величины механического напряжения сжатия, для образца с ОЛН вдоль длинной стороны, представлена на рис. 3a.

Характерной особенностью данной зависимости является смещение линейного участка графика в область более высоких напряжений. Такой эффект может быть объяснен на основе модели обменно-упругого взаимодействия на границе раздела ферромагнитных слоев с разной коэрцитивностью [7—9].

Зависимость изменения сопротивления обусловленного механической нагрузкой $(\Delta R/R)_{\sigma}$ от величины механического напряжения сжатия и растяжения $\pm 230~\mathrm{M}\Pi \mathrm{a}$, для наноструктуры с ОЛН под углом 45° к длинной стороне образца, представлена на рис. 36. Из рисунка следует, что наноструктура реагирует как на механическую деформацию сжатия, так и на растяжение.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате работы получены и исследованы тонкопленочные наноструктуры Ta/[FeNiCo/CoFe]₆/Та, содержащие магнитострикционный слой CoFe и магниторезистивный слой FeNiCo в равных объемных долях. В результате исследования образцов установлено, что контролируемая механическая деформация таких наноструктур приводит к изменению величины AMP эффекта до 1.1%.

Проведенные экспериментальные исследования подтвердили возможность применения многослойной наноструктуры в качестве чувствительного элемента в устройствах магнитной стрейнтроники, где в качестве внешнего воздействующего фактора может выступать как механическая деформация сжатия, так и растяжения, что значительно расширяет функциональный диапазон подобных наноструктур в устройствах преобразования деформаций на основе магнитной стрейнтроники.

Исследование параметров наноструктур осуществлялось с использованием оборудования ЦКП "Функциональный контроль и диагностика микро- и наносистемной техники" на базе НПК "Технологический центр".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Жуков Д.А.*, *Амеличев В.В.*, *Костюк Д.В. и др.* // Наноиндустрия. 2020. Т. S96-2. С. 420.
- Касаткин С.И., Жуков Д.А., Крикунов А.И. и др. // Датчики и сист. 2018. № 3(234). С. 3.
- 3. Amelichev V.V., Zhukov D.A., Kostyuk D.V. et al. // Int. J. Mech. Eng. Technol. 2018. V. 9. No. 9. P. 1427.
- 4. *Hunter D., Osborn W., Wang K. et al.* // Nat. Commun. 2011. No. 2. Art. No. 518.

- Nakamura T., Takeuchi T., Yuito I. et al. // Mater. Trans. 2014. V. 55. No. 3. P. 556.
- 6. Жуков Д.А., Крикунов А.И., Амеличев В.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 5. С. 747; Zhu-kov D.A., Krikunov A.I., Amelichev V.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. № 5. Р. 602.
- Skomski R., Coey J.M.D. // Phys. Rev. 1993. V. 48. Art. No. 15812.
- 8. Leineweber T., Kronmüller H. // Phys. Stat. Sol. B. 1997. V. 201. P. 291.
- 9. Fullerton E.E., Jiang J.S., Grimsditch M. et al. // Phys. Rev. B. 1998. V. 58. Art. No. 12193.

Magnetostrictional properties of periodic nanostructures based on CoFe/FeNiCo

D. A. Zhukov^a, *, A. I. Krikunov^a, V. V. Amelichev^a, D. V. Kostyuk^a, S. I. Kasatkin^b

^aScientific-Manufacturing Complex "Technological Centre", Moscow, 124498 Russia ^bInstitute of Control Sciences of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia *e-mail: D.Zhukov@tcen.ru

The results of experimental studies of the magnetostrictive and magnetoresistive properties of a thin-film multilayer Ta/[FeNiCo/CoFe]₆/Ta nanostructure formed on an oxidized silicon substrate are presented. The effect of mechanical deformation on the electrophysical parameters of the nanostructure is investigated. Conclusions are formulated about the possibility of using nanostructures in elements of magnetic straintronics.

УЛК 537.61

ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЛАСТИ УСТОЙЧИВОЙ РАБОТЫ ЭЛЕМЕНТОВ МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫХ ЗАПОМИНАЮЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ

© 2021 г. О. П. Поляков^{1, *}, С. И. Касаткин², В. В. Амеличев³, П. А. Поляков¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова", Москва, Россия ²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем управления имени В.А. Трапезникова Российской академии наук, Москва, Россия ³Федеральное государственное бюджетное научное учреждение "Научно-производственный комплекс" Технологический центр", Москва, Россия

*E-mail: o_polyakov@physics.msu.ru
Поступила в редакцию 21.06.2021 г.
После доработки 05.07.2021 г.
Принята к публикации 28.07.2021 г.

Исследована область устойчивой работы элементов магниторезистивных запоминающих элементов с учетом поля неоднородности фиксирующего нано-магнитного слоя. В приближении однородного намагничивания вычислен коэффициент магнитостатического взаимодействия чувствительного и фиксированного слоев. Найдены оптимальные значения импульса магнитного поля, переключающие битовые состояния.

DOI: 10.31857/S0367676521110302

ВВЕДЕНИЕ

Ключевым элементом магниторезистивной (MP) оперативной памяти (MRAM) является спин-туннельный (СТМР) запоминающий элемент (3Э). СТМР переход состоит из проводящего свободного магнитного слоя (СМС), диэлектрического барьерного слоя (ДБС), проводящего фиксированного магнитного слоя (ФМС) [1, 2]. Вектор намагниченности фиксированного слоя \vec{M}_{1} , направленный вдоль оси анизотропии, обладает высоким полем перемагничивания и не изменяет своего направления при изменении ориентации \vec{M}_2 в СМС. Два устойчивых состояния вектора намагниченности в СМС кодируют бит информации, которые регистрируются посредством изменения магнитосопротивления СТМР перехода. Для устойчивой работы СТМР 3Э MRAM необходимо найти оптимальные физические параметры и значения компонент вектора импульса магнитного поля, при которых происходит устойчивая запись бита информации. Исследования в этом направлении для различных модификаций MRAM активно ведутся на протяжении более 20 лет [1, 2]. Так в работе [3] проведено теоретическое исследование области магнитных полей, при которых происходит переключение направления вектора \vec{M} в СМС из одного устойчивого состояния в другое. Магнитные полоски моделировались сильно сплюснутыми одинаковыми эллипсоидами с однородным распределением намагниченности. Плотность магнитостатической энергии взаимодействие полосок полагалась равной

$$w_c = -(\vec{M}_2 \vec{H}_{m1}), \tag{1}$$

где \bar{M}_2 — вектор намагниченности второй полоски, \bar{H}_{ml} — магнитное поле создаваемое первой полоской в области второй полоски, которое считалось однородным и совпадающим с размагничивающим полем внутри эллипсоида, то есть внутри первой полоски. Этим же автором в [4] проведено развитие теории на случай различных по толщине полосок (эллипсоидов). В работе [5] сделана попытка учесть отличие магнитного поля вне полоски ФМС от поля размагничивания внутри этой полоски, предполагая, что это поле пропорционально полю размагничивания, вводя некоторый уменьшающий постоянный коэффициент r = 0.8, т.е. полагая

$$\vec{H}_{m2} = r\vec{H}_{m1}.\tag{2}$$

В данной работе проведено исследование области устойчивой работы СТМР 3Э по аналогии с работами [3—5], используя точное выражение для магнитного поля однородно намагниченного эллипсоида.

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ

Следуя работам [3—5], рассмотрим два ферромагнитных слоя в виде сильно сплюснутых вдоль координатной оси Z однородно намагниченных эллипсоида (рис. 1). Пусть полуоси эллипсоидов a > b > c ориентированы вдоль декартовых осей координатных X, Y, Z. На рис. 1 изображено сечение этих эллипсоидов координатной плоскостью X0Z.

Пусть нижняя эллипсоидальная магнитная полоска намагничена вдоль координатной оси Х и является магнитожесткой с бесконечно большой коэрцитивной силой (ФМС 3Э), т.е. вектор намагниченности этой полоски \vec{M}_1 всегда ориентирован вдоль координатной оси Х. Верхняя эллипсоидальная магнитная полоска (CMC 39) имеет кристаллическую анизотропию и анизотропию формы вдоль координатной оси X и, соответственно, имеет две устойчивые ориентации вектора намагниченности \vec{M}_2 этого слоя — вдоль и против координатной оси Х. Геометрические размеры слоев изображены на рис. 1, где d — расстояние между слоями, то есть толщина ДБС СТМР перехода. Толщины с ферромагнитных эллипсоидов (пленок) в общем случае могут не совпалать.

Магнитостатическое поле вне эллипсоида будет неоднородным и только приближенно может считаться приблизительно равным однородному размагничивающему полю внутри ФМС, что предполагалось в работах [3—5]. Для точного расчета этого поле воспользуемся известным выражениям для магнитостатического потенциала однородно намагниченного эллипсоида вне эллипсоида [6]

$$\varphi(x, y, z) = 4\pi \frac{abc}{2} \int_{\xi(x, y, z)}^{\infty} \frac{dt}{(a^2 + t)R(t)} M_{1x} x,$$
 (3)

где

$$R(t) = \sqrt{(a^2 + t)(b^2 + t)(c^2 + t)}.$$
 (4)

Здесь учтено, что вектор намагниченности \vec{M}_1 направлен вдоль оси X и имеет только одну ненулевую компоненту

$$M_{1x} = \left| \vec{M}_1 \right| = M. \tag{5}$$

Величина ξ является эллипсоидальной координатой, зависимость которой от декартовых координат $\xi(x, y, z)$ определяется решением уравнения [7]

$$\frac{x^2}{a^2 + \xi} + \frac{y^2}{b^2 + \xi} + \frac{z^2}{c^2 + \xi} = 1.$$
 (6)

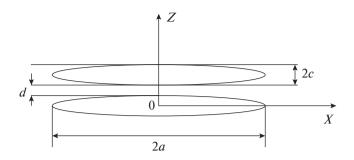


Рис. 1. Сечение эллипсоидальных магнитных полосок ячейки MRAM координатной плоскостью X0Z.

Проекция вектора напряженности H_x вне эллипсоида, согласно выражению (3), будет равна

$$H_{x} = -\frac{\partial \varphi}{\partial x} = 4\pi \frac{abc}{2} \times \left(\frac{x}{(a^{2} + \xi)R(\xi)} \frac{\partial \xi(x, y, z)}{\partial x} - \int_{\xi(x, y, z)}^{\infty} \frac{dt}{(a^{2} + t)R(t)}\right) M_{1x}.$$
(7)

Выражение (7) выражается через неполные эллиптические интегралы первого и второго рода. Зависимость $\xi(x, y, z)$ значительно упрощается при y = 0 и, согласно (6), будет определяться выражением

$$\xi(x, y, z) = \sqrt{\left(\frac{a^2 + c^2 - x^2 - z^2}{2}\right)^2 - a^2c^2 + x^2c^2 + z^2a^2} - (8)$$
$$-\left(\frac{a^2 + c^2 - x^2 - z^2}{2}\right).$$

С помощью формул (7) и (8) была рассчитана зависимость проекции напряженности H_x от координаты x вдоль больших полуосей верхнего эллипсоида, когда z=2c+d (рис. 1), для магнитных полосок из FeNiCo с намагниченностью насыщения M=1050 Гс, в двух случаях: a=3 мкм, b=1 мкм, c=5 нм, d=3 нм и a=0.3 мкм, b=0.1 мкм, c=5 нм, d=3 нм. Графики этой зависимости представлены на рис. 2.

Из рис. 2a следует, что в первом случае проекция напряженности H_x вдоль большей оси симметрии эллипсоида в основном практически постоянна и близка к значению в центре эллипсоида $H_x(0) = -11.57$ Э. Значение размагничиваю-щего поля внутри нижней эллипсоидальной пластинки $H_{mlx} = -11.63$ Э. Следовательно, на большей части верхнего эллипсоида СМС магнитное поле, порожденное нижней полоской ФМС, с точностью до 0.1% совпадают, что обосновывает приближение работы [3]. Однако вблизи концов полуосей верхнего эллипсоида на участке порядка 0.1a поле H_x резко возрастает меняет знак и достигает на

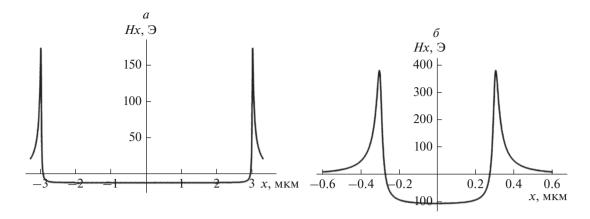


Рис. 2. Зависимость проекции напряженности H_x от координаты x вдоль больших полуосей верхнего эллипсоида при c=5 нм, d=3 нм в случаях: a=3 мкм, b=1 мкм (a) и a=0.3 мкм, b=0.1 мкм (b).

вершине эллипсоида значения $H_x(a) = 152.77$ Э. Среднего значения вдоль большей оси верхнего эллипсоида посчитанное по формуле (7) равно $H_{xcp} = -10.23$ Э. Если формально посчитать параметр r в (2), введенный в работе [5], по формуле

$$r = \frac{H_{xcp}}{H_{m1}},\tag{9}$$

получим значение r = 0.88.

Для второго случая, когда длина и ширина полосок в десять раз меньше (a=0.3 мкм, b=0.1 мкм), из рис. 2σ следует, что неоднородность поля H_x внутри верхнего эллипсоида значительно больше. Размагничивающее поле внутри нижнего эллипсоида $H_{m1x}=-113.13$ Э. Поле в центре верхнего эллипсоида, порожденное намагниченным нижним эллипсоидом, равно $H_x(0)=-107.29$ Э и отличается на 5% от H_{m1x} , на вершине эллипсоида значения $H_x(a)=350.04$ Э. Среднего значения вдоль большей оси верхнего эллипсоида равно $H_{xcp}=-73.92$ Э. Параметр (9) в этом случае будет иметь значение r=0.65.

Из приведенных данных следует, что если СМС и ФМС ЗЭ идентичны, то на глубине порядка 10% от вершины СМС (больших полюсов верхнего эллипсоида на рис. 1) имеется сильная неоднородность в распределении намагниченности, которая может влиять не переключение СТМР ЗЭ. Чтобы избавиться от этой особенности достаточно СМС уменьшить в размере приблизительно на 10%.

ОБЛАСТЬ БИСТАБИЛЬНОГО КВАЗИРАВНОВЕСНОГО СОСТОЯНИЯ СМС

Области бистабильного квазиравновесного состояния однородно намагниченной эллипсоидальной частицы во внешнем магнитном поле \vec{H}_0 для

различных конкретных физических задач исследовалась во многих работах [1, 3—5]. Проведем аналогичные исследования в рассматриваемых случаях с учетом неоднородности магнитного поля ФМС (поля, создаваемого вектором намагниченности нижнего эллипсоида на рис. 1). Будем полагать, что распределение векторов намагниченности в полосках однородно. Тогда плотность магнитной энергии СМС (в верхнем эллипсоиде рис. 1) можно представить в виде

$$w = w_z + w_{an} + w_m + w_c. (10)$$

Здесь w_z — плотность магнитной энергии, обусловленная внешним полем \vec{H}_0 (энергия Зеемана)

$$w_z = -\vec{M}_2 \vec{H}_0, \tag{11}$$

 w_{an} — плотность магнитной энергии одноосной анизотропии

$$w_{an} = K \sin^2 \varphi, \tag{12}$$

где K — константа одноосной анизотропии, ось которой направлена вдоль координатной оси X, ϕ — угол между вектором намагниченности \vec{M}_2 и направлением координатной оси X. Выражение (12) часто записывают через константу "поле анизотропии"

$$H_{an} = \frac{2K}{M},\tag{13}$$

где

$$M = \left| \vec{M}_1 \right| = \left| \vec{M}_2 \right|. \tag{14}$$

С учетом обозначения (13) формула (12) примет вил

$$w_{an} = \frac{H_{an}M}{2}\sin^2\varphi. \tag{15}$$

Третье слагаемое в (10) w_m — плотность магнитостатической энергии

$$w_m = -\frac{\vec{H}_m \vec{M}_2}{2},\tag{16}$$

где \vec{H}_m — размагничивающее поле эллипсоида, компоненты которого определяются выражениями

$$H_{mx} = -4\pi n_x M_{2x}, \quad H_{my} = -4\pi n_y M_{2y}, \tag{17}$$

 n_x и n_y — размагничивающие коэффициенты эллипсоида [7]

$$n_x = \frac{abc}{2} \int_0^\infty \frac{dt}{(a^2 + t)R(t)}, \quad n_y = \frac{abc}{2} \int_0^\infty \frac{dt}{(b^2 + t)R(t)}.$$
 (18)

Последнее слагаемое в (10) w_c — плотность магнитостатической энергии взаимодействия с магнитостатическим полем ФМС (магнитным полем нижнего эллипсоида на рис. 1). В отличие от работ [3—5, 8] учтем влияние неоднородности этого поля. Для простоты ограничимся вычислением этой энергии вблизи большей оси симметрии эллипсоида, т.е. в узком цилиндре радиуса є и высотой 2a, в пределах которого поле можно считать совпадающим с полем на оси симметрии, имеющим одну ненулевую компоненту H_x равную выражению (7). Тогда энергия взаимодействия с этой областью будет равна

$$W_c = -\int_{-a}^{a} M_{2x} H_x dx \pi \epsilon^2 = -M_{2x} H_{xav} \pi \epsilon^2 \cdot 2a, \quad (19)$$

где

$$H_{xav} = \frac{1}{2a} \int_{-a}^{a} H_x dx. \tag{20}$$

Из (19) для плотности энергии взаимодействия получим

$$w_c = \frac{W_c}{\pi \varepsilon^2 2a} = -M_{2x} H_{xav}.$$
 (21)

Принимая во внимание соотношения

$$M_{2x} = M \cos \varphi, M_{2y} = M \sin \varphi,$$

 $\vec{H}_0 = (H_{0x}, H_{0y}, 0)$ (22)

и формул (13)—(21), получим следующую зависимость плотности магнитной энергии (10) от угла поворота ϕ вектора намагниченности \vec{M}_2 относительно оси координат X

$$w(\varphi) = M \left[-(H_{0x} + H_{xav}) \cos \varphi - H_{0y} \sin \varphi + \frac{H_{an} + 4\pi n_y M}{2} \sin^2 \varphi + 2\pi n_x M \cos^2 \varphi \right].$$
 (23)

Плотность энергии (23) в зависимости от величин компонент внешнего поля H_{0x} , H_{0y} и среднего магнитостатического поля H_{xav} может иметь

два локальных минимума (бистабильное состояние) или один минимум (одно устойчивое состояние ориентации вектора \vec{M}_1). При возрастании компонент внешнего магнитного поля H_{0x} , H_{0y} , при фиксированном угле ф, при некоторых их значениях бистабильное состояние пропадает и возникает одно устойчивое состояние. Математически это означает, что при бистабильном состоянии функция (23) имеет три экстремума: два локальных минимума и один максимум. Критические значения параметров $H_{0x},\ H_{0y},\$ при котором пропадает бистабильное состояние, означает слияние одного локального минимума функции (23) с максимумом и образование точки перегиба. Значение компонент H_{0x} , H_{0y} , при которых возникает такое состояние, можно определить из условий [8]

$$\frac{\partial w(\varphi)}{\partial \varphi} = 0, \quad \frac{\partial^2 w(\varphi)}{\partial \varphi} = 0. \tag{24}$$

Дифференцируя функцию (23) получим

$$H_{0x} + H_{xav} = -(H_{an} + 4\pi M(n_y - n_x))\cos^3 \varphi,$$

$$H_{0y} = (H_{an} + 4\pi M(n_y - n_x))\sin^3 \varphi.$$
 (25)

При изменении угла ϕ от 0 до 2π уравнения (25) будут вычерчивать на плоскости замкнутую кривую астроиду, кривая инверсии, которую впервые получили Стонер и Вольфарт [1, 8].

Определим минимальное импульсное магнитное поле H_0 способное переключать рассмотренные ячейки MRAM. Для этого запишем соотношения (25) в безразмерной форме, вводя безрамерные величины

$$\begin{split} \overline{H}_{0x} &= \frac{H_{0x}}{H_{an} + 4\pi M(n_y - n_x)}, \\ \overline{H}_{0y} &= \frac{H_{0y}}{H_{an} + 4\pi M(n_y - n_x)}, \\ \overline{H}_{xav} &= \frac{H_{xav}}{H_{an} + 4\pi M(n_v - n_x)}, \end{split}$$

тогда вместо (25) получим

$$\bar{H}_{0x} = -\bar{H}_{xav} - \cos^3 \varphi, \quad \bar{H}_{0y} = \sin^3 \varphi.$$
 (26)

Модуль безразмерного вектора напряженности внешнего поля будет равен

$$\bar{H}_0 = \sqrt{\bar{H}_{0x}^2 + \bar{H}_{0y}^2} = \sqrt{(\bar{H}_{xav} + \cos^3 \phi)^2 + \sin^6 \phi}.$$
 (27)

Дифференцируя выражение (27) по ф и приравнивая производную к нулю находим два различных значения $\cos \phi$, при которых расстояние

до различных участков кривой инверсии будет минимальным

$$\cos \varphi_{1,2} = \frac{-\overline{H}_{xav} \pm \sqrt{(\overline{H}_{xav})^2 + 8}}{4}.$$
 (28)

Для рассмотренных выше элементов ячеек MRAM \bar{H}_{xav} равно -0.1577 (для a=3 мкм, b=1 мкм) и -0.1513 (для a=0.3 мкм, b=1 мкм), т.е. практически совпадают.

$$\cos \varphi_1 = 0.7476, \quad \varphi_1 = 41.6^{\circ}, \quad (29)$$

$$\cos \varphi_2 = -0.6687, \quad \varphi_2 = 131.9^{\circ}.$$
 (30)

Подставляя (29), (30) в выражения (26), (27), находим

$$\bar{H}_{0x1} = -0.260, \quad \bar{H}_{0y1} = 0.292, \quad \bar{H}_{01} = 0.414; \quad (31)$$

$$\overline{H}_{0x2} = 0.457$$
, $\overline{H}_{0x2} = 0.411$, $\overline{H}_{02} = 0.614$. (32)

Умножая значения (31), (32) на размерный множитель $H_{an} + 4\pi M(n_y - n_x)$, принимающий для рассматриваемых двух полосок СМС значения 64.9 и 488.6 Э, получим следующие оптимальные физические значения компонент напряженности поля переключающих ориентацию вектора \bar{M}_2 в СМС:

для первой полоски с (a = 3 мкм, b = 1 мкм)

$$H_{0x1} = -17 \, \Im, \ H_{0y1} = 19 \, \Im, \ H_{01} = 25 \, \Im;$$
 (33)

$$H_{0x2} = 30 \ \Theta, \ H_{0x2} = 27 \ \Theta, \ H_{02} = 40 \ \Theta;$$
 (3)

для второй полоски с (a = 0.3 мкм, b = 0.1 мкм)

$$H_{0x1} = -129 \ \Im, \ H_{0y1} = 144 \ \Im, \ H_{01} = 194 \ \Im; \ (35)$$

$$H_{0x2} = 221 \ \Im, \ H_{0y2} = 200 \ \Im, \ H_{02} = 298 \ \Im.$$
 (36)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе исследовано влияние неоднородности магнитного поля ФМС СТМР 3Э на переключение ориентаций вектора \vec{M}_2 CMC. Установлено, что вблизи границ магнитной полоски СМС неоднородность магнитного поля, обусловленная намагниченностью ФМС, достигает существенной величины, а магнитное поле на границе резко возрастает по сравнению с центральной частью полоски. При уменьшении размеров полосок неолноролность магнитного поля возрастает в объеме всей полоски. Показано, что при условии однородности распределения вектора намагниченности по объему полоски, эту неоднородность можно учесть посредством введения среднего поля. Это обосновывает модель развитую в [5] и позволяет вычислять эмпирический коэффициент, введенный в этой работе. Найдены оптимальные значения импульса магнитного поля, переключающие битовые состояния для рассмотренных СТМР 3Э.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ikegawa S. // IEEE T. Electron Dev. 2020. V. 67. No. 4. P. 1407
- Parkin S.S.P., Roche K.P., Samant M.G. et al. // J. Appl. Phys. 1999. V. 85. No. 8. P. 5828.
- Worledge D.C. // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 84. No. 15. P. 2847.
- Worledge D.C. // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 84. No. 22. P. 4559.
- Wang S., Fujiwara H., Sun M. // J. Magn. Magn. Mater. 2005. No. 295. P. 246.
- Стрэттон Дж. Теория электромагнетизма. М.— Л.: ГИТТЛ, 1948. 539 с.
- 7. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. Теоретическая физика. Т. 8. М.: Наука, 1982. 620 с.
- Stoner E.C., Wohlfarth E.P. // IEEE Trans. Magn. 1991.
 V. 27. No. 4. P. 3475.
- Абрамовиц М., Стиган И. Справочник по специальным функциям с формулами графиками и таблицами. М.: Наука, 1979. 832 с.

Investigation of the field of stable operation of magneto-resistive memory elements

O. P. Polyakov^{a, *}, S. I. Kasatkin^b, V. V. Amelichev^c, P. A. Polyakov^a

^aLomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia
 ^bTrapeznikov Institute of Control Sciences of Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia
 ^cScientific-Manufacturing Complex "Technological Centre", Moscow, 124498 Russia
 *e-mail: o polyakov@physics.msu.ru

We examine the area of stable operation of elements of magneto-resistive storage elements, taking into account the inhomogeneity field of the fixing nanomagnetic strip. In the approximation of uniform magnetization, the coefficient of magnetostatic interaction of the sensitive layer with the nano-magnetic strip is calculated. Optimal values of the magnetic field pulse that switch bit states are found.

УЛК 537.624

ВЛИЯНИЕ ДВУХОСНОЙ АНИЗОТРОПИИ НА ДОМЕННУЮ СТРУКТУРУ В ПЛЕНКАХ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ С ПЛОСКОСТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

© 2021 г. Г. М. Николадзе¹, А. В. Матюнин^{1, *}, П. А. Поляков¹

¹Федеральное 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 21.06.2021 г. После доработки 05.07.2021 г. Принята к публикации 28.07.2021 г.

Обсуждаются результаты магнитооптических исследований, позволившие существенно расширить представление о стационарной доменной структуре в пленках ферритов-гранатов, в которых, наряду с наличием двухосной анизотропии, также присутствует и плоскостная анизотропия. Обнаружено два механизма намагничивания пленок слабыми магнитными полями порядка 1 Э: посредством движения 90° и 180° доменных границ и прорастанием клиновидных доменов из замыкающих доменов.

DOI: 10.31857/S0367676521110260

ВВЕДЕНИЕ

Магнитные свойства ферромагнитных и ферримагнитных материалов существенно зависят от вида доменной структуры, образующейся в этих материалах [1]. Исследование различных типов доменов и механизмов их образования проводится уже на протяжении сотни лет и, несмотря на значительные достижения в этой области [1, 2], не потеряли актуальность и в настоящее время [3-6]. В данной работе проведено экспериментальное исследование влияния двухосной анизотропии на доменную структуру в пленках ферритов-гранатов состава (YLuBi)₃(FeGa)₅O₁₂ при наличии в них плоскостной анизотропии. Исследование таких пленочных материалов проводилось и ранее. В частности, в работе [7] в таких пленочных материалах были обнаружены замыкающие магнитные домены Ландау-Лифщица [8]. В этой работе проведено более тщательное исследование стационарной доменной структуры при наличии внешнего магнитного поля \vec{H}_0 и обнаружены новые особенности доменной организации и наличие иных типов доменов.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Измерения проводились в рамках стандартной методики магнитооптических измерений с помо-

щью поляризационного магнитооптического микроскопа, схема которого представлена на рис. 1.

В качестве источника света используется светодиод белого свечения. Предметный столик можно перемещать во взаимно перпендикулярных направлениях и регулировать его наклон. Так как пленка имеет плоскостную анизотропию и вектор намагниченности выходит из плоскости пленки не более чем на 5°, а наблюдение эффекта Фарадея требует, чтобы свет распространялся параллельно намагниченности, требуется устанавливать пленку под некоторым углом, чтобы появилась необходимая компонента вектора намагниченности. Изображение регистрировалось с помощью камеры *Eakins*. Магнитная пленка устанавливалась так, чтобы какая-либо из ее легких осей была параллельна оси малых катушек.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Магнитооптические исследования проводились в пленке ферритов-гранатов состава $(YLuBi)_3(FeGa)_5O_{12}$ с эффективным полем плоскостной анизотропии $H_{\rm kp}=1100$ Э и намагниченностью насыщения $M_S=14$ Гс. В плоскости пленки имелась двухосная анизотропия с эффективным полем $H_{K2}=36$ Э и одноосная анизотропия с эффективным полем $H_{K1}=4$ Э. Толщина пленки h=4 мкм. Техническое насыщение пленки про-

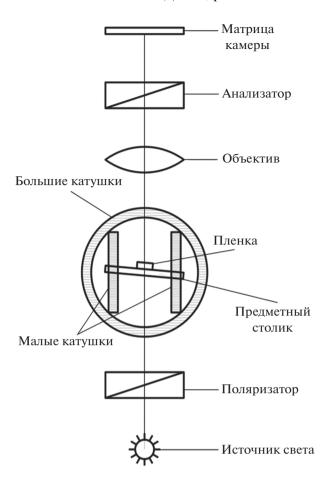


Рис. 1. Схема магнитооптической установки.

исходило в полях порядка $H_{sat} = 2$ Э. Пленка имела форму неправильного четырехугольника со средними поперечными размерами ≈ 1 см.

В результате проведенных экспериментальных исследований в пленке были обнаружены различные доменные структуры. На рис. 2*а* представлена типичная доменная структура Ландау—Лифшица [8], состоящая из замыкающих доменов, которая для аналогичных пленочных материалов впервые зафиксирована в работе [7]. Стрелки показывают направления векторов намагниченности в замыкающих доменах. Доменные границы состоят из двух 90° и одной 180° доменных стенок.

Отметим, что в отличие от классического случая, такие домены в рассматриваемом материале образуются не только вблизи границы пленки, но и вдали от границ. Это обусловлено наличием двухосной анизотропии, которая в данной пленке была, в частности, выявлена в экспериментах по скоростному динамическому намагничиванию [9, 10].

Фиксация таких доменов позволяет определять в пленке направление осей легкого намагничивания двухосной анизотропии.

На рис. 26 и 26 показана ленточная доменная структура при наличии разного внешнего поля: 0.08 и 0.32 Э (направленного вдоль вертикальной стороны рисунка). Стрелками указано направление векторов намагниченности в доменах. Доменные границы этой структуры в основном состоят из 90° доменных стенок. Имеются небольшие участки 180° стенок.

При увеличении внешнего поля от 0.08 до 0.32 Э происходит сужение ленточной структуру и расширение областей с энергетически выгодной ориентацией вектора намагниченности \vec{M} вдоль внешнего магнитного поля. Намагничивание происходит за счет движения доменных границ и является практически обратимым.

На рис. 3a показано изменение доменной структуры при возрастании внешнего магнитного поля от 0 до 0.9 Θ (направленного вдоль горизон-

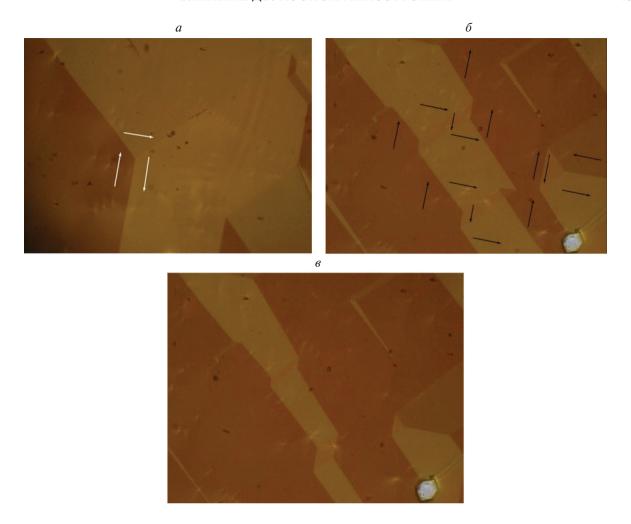


Рис. 2. Структура замыкающих доменов (стрелками обозначено направление векторов намагниченности в доменах) (*a*). Ленточная доменная структура с изломами, поле направлено вдоль вертикальной стороны рисунка: 0.08 (*6*), 0.32 Э (*в*).

тальной стороны рисунка). Видно, что при внешнем магнитном поле 0.9 Э участок пленки практически однородно намагничивается в горизонтальном направлении посредством движения доменных границ.

На рис. Зб представлена доменная структура вблизи царапины шириной порядка 100 мкм, которая в основном состоит из замыкающих доменов в полном соответствии с теорией Ландау—Лифшица [8]. В глубине пленки видна широкая полосовая доменная структура со 180° доменной стенкой.

На рис. 3в видны клиновидные домены, которые прорастают из замыкающих доменов при перемагничивании небольшим магнитным полем порядка 0.1 Э (направленного вдоль вертикальной стороны рисунка). Доменные границы клиновидных доменов состоят из 90° доменных стенок. Таким образом, в исследуемых пленках в слабых внешних полях возможны два механизма

намагничивания пленок: посредством движения доменных границ и посредством прорастания клиновидных доменов из замыкающих доменов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных исследований были выявлены особенности доменной самоорганизации в пленках ферритов-гранатов с плоскостной анизотропией и двухосной анизотропией в плоскости. Показано, что в таких материалах могут возникать полосовые доменные структуры со 180° доменными стенками, ленточные домены преимущественно с 90° доменными стенками, замыкающие домены Ландау—Лифшица и клиновидные домены с 90° доменными стенками. Установлено два механизма намагничивания пленок слабыми магнитными полями порядка 1 Э: посредством движения 90° и 180° доменных границ и

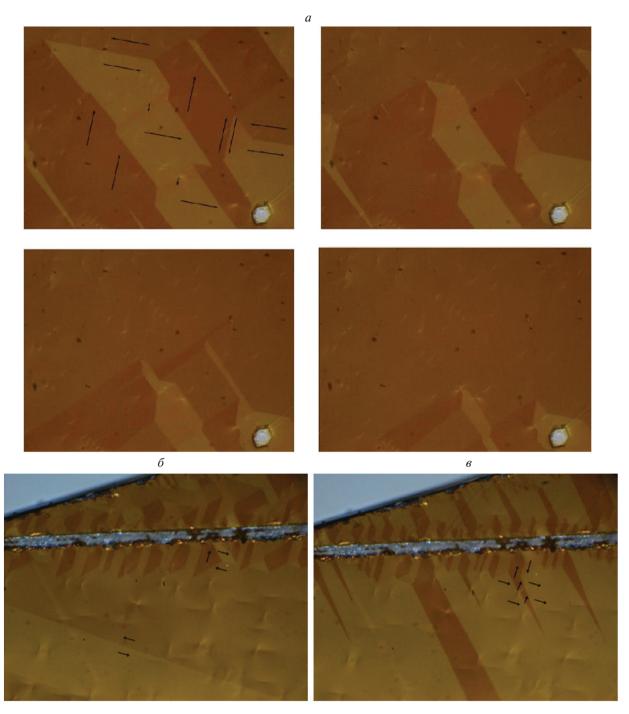


Рис. 3. Доменная структура при наличии внешнего магнитного поля с напряженностью 0, 0.3, 0.67 и 0.9 Э, направленного вдоль горизонтальной стороны рисунка (изображения слева направо и сверху вниз) (*a*). Доменная структура вблизи царапины шириной 100 мкм (δ). Клиновидная доменная структура (ϵ).

прорастанием клиновидных доменов из замыкающих доменов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Hubert A., Schäfer R.* Magnetic domains. The analysis of magnetic microstructures. N.Y.: Springer Berlin Heidelberg, 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. No. 30. Art. No. 305001.
- 4. Juanying J., Wang T., Ma T., Wang Y. 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. астрон. 2006. № 4. С. 30.
- 8. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. Теоретическая физика. М.: Наука, 1982. 620 с.
- 9. Колотов О.С., Матюнин А.В., Николадзе Г.М. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 8. С. 1114; Kolotov O.S., Matyunin A.V., Nikoladze G.M. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 8. P. 1005.
- 10. Колотов О.С., Матюнин А.В., Николадзе Г.М. и др. // ФТТ. 2012. Т. 54. № 12. С. 2254; Kolotov O.S., Matyunin A.V., Nikoladze G.M. et al. // Phys. Sol. St. 2012. V. 54. No. 12. P. 2380.

Effect of biaxial anisotropy on the domain structure in ferrite-garnet films with planar anisotropy

G. M. Nikoladze^a, A. V. Matyunin^a, *, P. A. Polyakov^a

^aLomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, 119991 Russia *e-mail: physphak@mail.ru

The magneto-optical studies that have significantly expanded the understanding of the stationary domain structure in ferrite-garnet films, in which, along with the presence of biaxial anisotropy, plane anisotropy is also present, are discussed in this paper. Two mechanisms of films magnetization by weak magnetic fields of the 1 Oe order were found: by moving the 90° and 180° domain boundaries and by sprouting wedge-shaped domains from the closing domains.

УЛК 537.62

ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ FeNiCo С ПЛОСКОСТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

© 2021 г. В. С. Шевцов^{1, 2, *}, Т. П. Каминская¹, П. А. Поляков¹, С. И. Касаткин², В. В. Амеличев³, В. С. Тахов³, А. Б. Шевченко³

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова", физический факультет, Москва, Россия ²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем управления имени В.А. Трапезникова Российской академии наук, Москва, Россия ³Федеральное государственное бюджетное научное учреждение

"Научно-производственный комплекс "Технологический центр", Москва, Россия *E-mail: vs.shevtcov@phvsics.msu.ru

Поступила в редакцию 21.06.2021 г. После доработки 05.07.2021 г. Принята к публикации 28.07.2021 г.

По результатам экспериментально обнаруженной доменной структуры Ландау—Лифшица в тонких пленках состава FeNiCo с одноосной анизотропией была предложена теоретическая модель распределения намагниченности, основанная на классической теории доменной стенки Нееля и ее модификаций. Были рассчитаны периоды равновесной доменной структуры для пленок различной ширины и толщины, которые хорошо совпали с экспериментальными результатами, полученными с помощью МСМ.

DOI: 10.31857/S036767652111034X

ВВЕДЕНИЕ

Образцы пермаллоя, а также их составы, легированные кобальтом, выполненные в форме длинных тонких прямоугольных пленок имеют важное значение для современных практических применений [1]. В частности, они используются в качестве считывающих элементов в головках памяти, датчиков магнитного поля и в элементах спинтроники [2-4]. Эффективность работы указанных устройств и их характеристики существенно зависят от вида распределения намагниченности в образцах. Экспериментальному и теоретическому исследованию различных коллективных магнитных структур (магнитных доменов) посвящено большое количество работ [5, 6]. Многочисленные исследования показывают [7], что в определенных конфигурациях в таких образцах могут возникать сложные доменные структуры, что существенным образом усложняет предсказание равновесного распределения намагниченности в образцах при различных внешних воздействиях [8]. В последние десятилетия активно ведутся исследования магнитных структур в нанопленках, нанопроводах и наноэлементах [9, 10].

В данной работе проведено экспериментальное и теоретическое исследование магнитной доменной структуры в ферромагнитных полосках нано-

толщины состава FeNiCo с одноосной анизотропией, лежащей в плоскости пленки. В таких пленках доменные стенки имеют структуру Нееля. в которой вектор намагниченности врашается в плоскости пленки [11]. Теория Нееля качественно хорошо описывает структуру доменной стенки, но дает завышенное значение для поверхностной плотности ее энергии. Многочисленные последующие изыскания (в основном численные) позволили уточнить теорию Нееля. Так в работе [12] показано, что энергия доменной границы может быть заметно меньше той, которая вытекает из теории Нееля. В этой работе экспериментально методом магнитно-силовой микроскопии (МСМ) в исследуемых нанополосках была обнаружена доменная структура с замыкающими доменами типа Ландау— Лифшица [13]. Равновесный период этой доменной структуры был теоретически определен путем минимизации функционала полной магнитной энергии пленки в расчете на единицу ее длины. В выводе использовалось выражение для поверхностной плотности энергии доменной стенки в рамках одномерной теории Нееля, но с поправочным коэффициентом, вытекающим из работы [12]. Сравнение показало хорошее совпадение теоретических результатов с периодами доменной структуры, наблюдаемыми в проведенных в работе экспериментах с использованием МСМ.

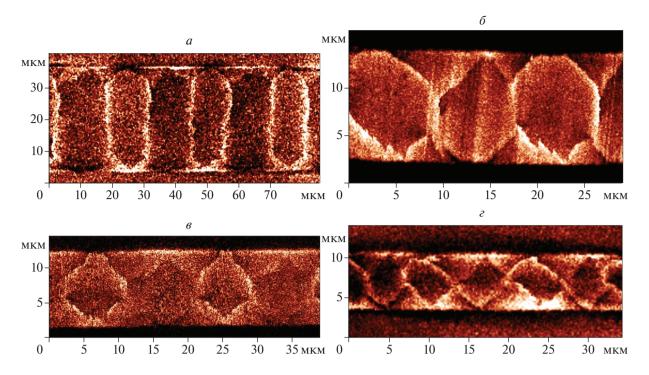


Рис. 1. Доменные структуры, полученные при помощи МСМ, для пленок толщиной D=15 нм (ширина l=30 мкм (a); l=10 мкм (b)), а также толщиной D=25 нм (ширина l=10 мкм (b); l=6 мкм (c)).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ

В серии экспериментов проводилось исследование доменной структуры образца с одноосной анизотропией в форме тонкой прямоугольной пленки состава FeNiCo₂₀ при помощи магнитносилового микроскопа. Длина пленки составляла $L=415\,$ мкм, ширина l принимала значения 6 мкм, 10 мкм и 30 мкм, а толщина D 15 нм и 25 нм. ОЛН направлена вдоль короткой стороны в плоскости полоски. Основные параметры материала образца: намагниченность насыщения $M_s=1050\,$ Гс, константа анизотропии $K=H_kM_s/2=7875\,$ эрг/см³, константа обменного взаимодействия $A=1.7\cdot 10^{-6}\,$ эрг/см. При исследовании образцов различной толщины и ширины были получены схожие периодические доменные структуры, изображенные на рис. 1.

Как было сказано ранее, наблюдаемая доменная структура соответствует модели замыкающих доменов Ландау—Лифшица [13]. Намагниченность в доменах на рис. 1 направлена в плоскости пленки. Намагниченность в центральных доменах направлена вдоль ОЛН, а треугольные домены по краям, которые принято называть замыкающими доменами, намагничены перпендикулярно ОЛН. Таким образом предполагается, что центральные домены разделены 180-градусными доменными границами, а между центральными и замыкающими доменами 90-градусные границы.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ПЕРИОДА ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ

В 1955 г. Неелем была выдвинута теория [11] о том, что доменная граница Блоха не является энергетической выгодной в тонких пленках, толщина которых меньше 50 нм. Следуя описанной в [11] теории расчета объемной плотности энергии доменной границы Нееля, выполним расчет полной магнитной энергии пленки, доменная структура которой совпадает с обнаруженной экспериментально. Модель такой структуры показана на рис. 2.

Представим вектор намагниченности \vec{M} в виде:

$$\vec{M} = M_s \left(m_x \vec{i} + m_v \vec{j} \right), \tag{1}$$

где \vec{i} и \vec{j} — единичные вектора по направлению осей х и у соответственно, а mx и my связаны соотношением: $m_x^2 + m_y^2 = 1$.

Полная магнитная энергия W пленки запишется в виде:

$$W = \int_{V} (\omega_{A} + \omega_{K} + \omega_{S} + \omega_{H}) dV +$$

$$+ \int_{S} (\sigma_{N} + \sigma_{N90^{\circ}}) dS,$$
(2)

где V — полный объем исследуемой пленки, S — полная площадь поверхности доменной границы Нееля. Первое слагаемое в (2) ω_A — объемная

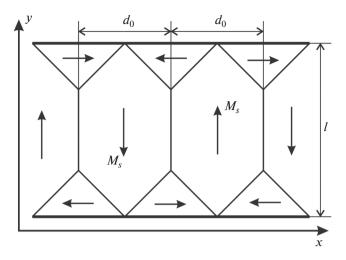


Рис. 2. Модель периодической доменной структуры в исследуемых образцах, где d_0 — период доменной структуры, l — ширина пленки. Стрелками показано направление намагниченности в доменах.

плотность обменной энергии, которая определяется выражением:

$$\omega_A = A \left[\left(\nabla m_x \right)^2 + \left(\nabla m_y \right)^2 \right]. \tag{3}$$

Объемная плотность энергии анизотропии ω_{K} запишется в виде:

$$\omega_K = K m_x^2. (4)$$

Магнитостатическая энергия ω_S обусловлена наличием объемных зарядов, плотность которых равна $\rho_m = -{\rm div} \vec{M}$, а также поверхностными зарядами на границах пленки и доменов, которые возникают при изменении нормальной составляющей намагниченности при переходе через указанные границы.

Объемную плотность энергии Зеемана ω_H во внешнем магнитном поле $\vec{H}\left(H_x;H_y;H_z\right)$ можно записать в виде:

$$\omega_H = -(\vec{M} \cdot \vec{H}) = -M_s (m_x H_x + m_y H_y). \tag{5}$$

Расчет поверхностных плотностей энергии 180° -ной σ_N и 90° -ной $\sigma_{N90^{\circ}}$ доменных границ Нееля затруднен тем, что поворот намагниченности в доменной границе в плоскости пленки влечет за собой возникновение объемных зарядов. Это в свою очередь существенно осложняет вычисление магнитостатической энергии, создаваемой данными зарядами. Однако теория, разработанная Неелем, позволяет получить простое аналитическое выражение для поверхностной плотности энергии 180° -ной доменной границы:

$$\sigma_N = A \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 a + \frac{1}{2} aK + \frac{\pi aD}{a+D} M_s^2, \tag{6}$$

где a — ширина доменной границы, D — толщина магнитной пленки.

Принимая во внимание тот факт, что $a \gg D$, найдем ширину доменной границы, при которой ее энергия минимальна:

$$a = \pi \sqrt{\frac{2A}{K}}. (7)$$

В таком случае, с учетом параметров пленки, указанных выше, получаем:

$$\sigma_N = \pi \sqrt{2AK} + \pi D M_s^2 \approx \pi D M_s^2. \tag{8}$$

Модель, представленная Неелем, качественно очень хорошо описывает структуру доменной стенки и дает удобные аналитические формулы для расчета поверхностной плотности энергии границы. Однако величина этой энергии оказывается несколько завышенной. Более поздние исследования [12] позволили уточнить модель Нееля, что привело к снижению поверхностной плотности энергии 180°-ной доменной границы на 56%.

Основываясь на результатах, представленных в работе [12], введем поправочный коэффициент для поверхностной плотности энергии 180° -ной доменной границы Нееля C=4/9. В таком случае поверхностная плотность 180° -ной доменной границы Нелля будет определяться как:

$$\sigma_N = C\pi DM_s^2. \tag{9}$$

Основываясь на экспериментальных данных, будем полагать, что замыкающий домен имеет форму равнобедренного прямоугольного треугольника, а период доменной структуры неизменен вдоль всей длины пленки. Также учтем, что длина пленки гораздо больше ширины, а ширина гораздо больше толщины $L \gg l \gg D$.

Ввиду того, что намагниченность однородна в объеме каждого домена, а также принимая во внимание то, что при переходе от одного домена к другому нормальная к границе составляющая намагниченности не меняется, выражение для полной энергии пленки в отсутствии внешнего магнитного поля принимает вид:

$$W = LD\left(\frac{Kd}{2} + \sigma_N\left(\frac{l}{d} - 1\right) + \sigma_{N90^{\circ}} \cdot 2\sqrt{2}\right), \quad (10)$$

где L — длина пленки, d — период доменной структуры, l — ширина пленки (рис. 2). Варьируя энергию пленки по величине периода доменной структуры, можно найти такой период d_0 , при котором энергия пленки минимальна:

$$d_0 = \sqrt{\frac{2\sigma_N l}{K}} = \sqrt{\frac{4\pi CDlM_s}{H_k}}.$$
 (11)

Толщина D , нм	Ширина <i>l</i> , мкм	Период доменной структуры d , мкм		
IОлщина D , нм	ширина і, мкм	эксперимент	теория	
15	30	13.3	13.3	
	10	9.0	7.7	
25	10	9.0	9.9	
	6	5.5	7.7	

Таблица 1. Сравнение периодов доменной структуры d, рассчитанных теоретически, с усредненными экспериментальными результатами, показанными на рис. 1

Результаты сравнения теории и эксперимента представлены в табл. 1.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам сравнения можно сделать вывод о том, что предложенная в работе модель доменной структуры в тонких пленках состава FeNiCo с одноосной анизотропией позволяет рассчитать период доменной структуры, который подтверждается сравнением с экспериментальными данными.

Работа поддержана Фондом развития теоретической физики и математики "БАЗИС".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Waeckerléa T., Demiera A., Godardb F., Fraissea H. // JMMM. 2020. V. 505. Art. No. 166635.
- Wang C., Su W., Hu Z. et al. // IEEE Trans. Magn. 2018. V. 54. No. 11. P. 1.
- 3. *Амеличев В.В., Костюк Д.В., Жуков Д.А. и др.* // Наноиндустрия. 2020. Т. 13. № 3—4. С. 230.

- Hirohataa A., Yamadab K., Nakatanic Y. et al. // JMMM. 2020. V. 509. Art. No. 166711.
- Nord M., Semisalova A., Kákay A. // Small. 2019. V. 15. No. 52. Art. No. 1904738.
- 6. Шевцов В.С., Поляков О.П., Амеличев В.В. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. астрон. 2019. № 5. С. 40; Shevtsov V.S., Polyakov O.P., Amelichev V.V. et al. // Mosc. Univ. Phys. Bull. 2019. V. 74. No. 5. P. 459.
- 7. *Dubovik M.N., Filippov B.N.* // Phys. Met. Metallogr. 2017. V. 118. No. 5. P. 439.
- 8. Шевцов В.С., Поляков О.П., Амеличев В.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 5. С. 726; Shevtsov V.S., Polyakov O.P., Amelichev V.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 5. P. 599.
- 9. *Park H.-K.*, *Lee J.-H.*, *Yang J.*, *Kim S.-K.* // J. Appl. Phys. 2020. V. 127. Art. No. 183906.
- Fernandez-Roldan J.A., De Riz A., Trapp B. et al. // Sci. Rep. 2019. V. 9. P. 5130.
- 11. Neel L. // C. R. Acad. Sci. 1955. V. 241. No. 6. P. 533.
- 12. Collette R. // J. Appl. Phys. 1964. V. 35. No. 11. P. 3294.
- Landau L., Lifshits E. // Phys. Z. Sowjetunion. 1935.
 V. 8. No. 2. P. 153.

The domain structure of FeNiCo thin films with in-plane anisotropy

V. S. Shevtsov^{a, b, *}, T. P. Kaminskaya^a, P. A. Polyakov^a, S. I. Kasatkin^b, V. V. Amelichev^c, V. S. Tahov^c, A. B. Shevchenko^c

^aLomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, 119991 Russia ^bTrapeznikov Institute of Control Sciences of Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia ^cScientific-Manufacturing Complex "Technological Centre", Moscow, 124498 Russia *e-mail: vs.shevtcov@physics.msu.ru

Based on the results of the experimentally discovered Landau—Lifshitz domain structure in thin films of the FeNiCo with uniaxial anisotropy, a theoretical model of the magnetization distribution based on the classical theory of the Neel domain wall and its modifications was proposed. The periods of the equilibrium domain structure were calculated for films of various widths and thicknesses, which are in good agreement with the experimental results obtained using the MFM.

УЛК 537.61

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕОДНОРОДНОГО ПОСТОЯННОГО МАГНИТА, СОСТОЯЩЕГО ИЗ РЕШЕТКИ МАГНИТОЖЕСТКИХ ПОЛОСОК, С МАССИВНОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ СРЕДОЙ

© 2021 г. М. А. Пятаков¹, М. Л. Акимов^{1, *}, П. А. Поляков¹

¹Федеральное 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 21.06.2021 г. После доработки 05.07.2021 г. Принята к публикации 28.07.2021 г.

Разработана теория и получена общая аналитическая формула для силы взаимодействия решетки из намагниченных полосок с произвольными параметрами. Сделан анализ закономерности силы взаимодействия магнитной решетки с массивным ферромагнетиком в зависимости от толщины, ширины полоски и расстояния от решетки до ферромагнетика в самом общем случае.

DOI: 10.31857/S0367676521110314

ВВЕДЕНИЕ

Исследование постоянных магнитов актуально, и обусловлено необходимостью выявления закономерностей их взаимодействий с материалами, а также технологическими вопросами практического использования [1]. Проводятся исследования того, как размер, форма, поперечное сечение магнита влияют на характеристики магнитного поля и эффективность его применения в технике [2–4]. Выбор электродвигателя с требуемыми характеристиками может повысить быстродействие, следовательно, и производительность всей силовой установки. В технике зачастую применяются многослойные тонкие магниты — пленочные материалы, имеющие слоистую структуру [2, 5].

Цель данной работы заключается в анализе пондеромоторной силы взаимодействия тонких пленочных постоянных магнитов с массивным ферромагнетиком в зависимости от различных параметров. Это является важным для увеличения оптимальной силы взаимодействия существующих неоднородных магнитных материалов. В статье [6] проведены подобные исследования в дипольном приближении, что накладывает дополнительные ограничения на характеристики системы. В работе исследования проводятся методом изображений, разрабатывается общая теория и выводится общая аналитическая формула для силы взаимодействия решетки из намагниченных полосок с произвольными параметрами.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Возьмем отдельную полоску (см. рис. 1), которая однородно намагничена перпендикулярно ее верхней плоскости. Пусть вектор намагниченности \vec{M} , тогда магнитное поле, которое порождается данным однородным распределением намагниченности, эквивалентно магнитному полю от эффективных молекулярных токов с поверхностной плотностью $J = |\vec{M}|$, которые циркулируют по боковым граням полоски [7].

Полоски бесконечно длинные, поэтому влиянием молекулярных токов от граней 2 и 4 (рис. 1) пренебрегаем. Согласно методу изображений рассматривается взаимодействие двух решеток — полосок и их магнитостатических изображений — относительно плоской границы поверхности ферро-

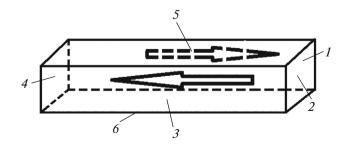


Рис. 1. Токи Ампера на поверхности пленочного материала.

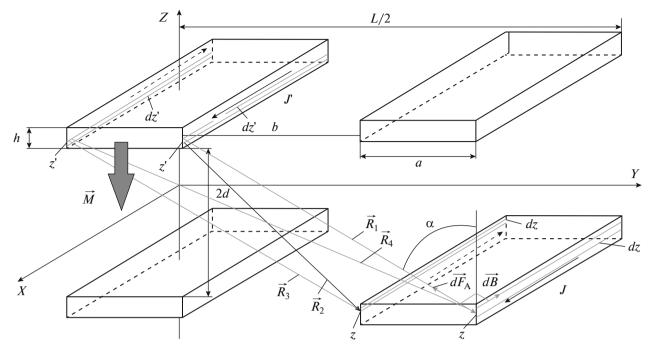


Рис. 2. Система из двух решеток.

магнетика (листа). На рис. 2 отражены параметры системы: характерный размер равен L (справа и слева от вертикали L/2), расстояние между решетками составляет 2d, ширина каждой полоски равна a, толщина -h, расстояние между соседними полосками -b, количество пленок по одну сторону от вертикали равно N (всего 2N+1). Центральной полоске присваивается нулевой номер, и рассматривается сила, с которой решетка полосок притягивает решетку изображений.

Величину индукции dB магнитного поля линейного тока узкой полоски ширины dz' на расстоянии R легко получить, используя теорему о циркуляции [7]:

$$dB = \frac{\mu_0 J' dz'}{2\pi R},\tag{1}$$

где J' = J = M. Тогда выражение для силы взаимодействия Ампера двух линейных токов шириной dz' и dz имеет вид

$$dF_A = JdzdB = \frac{\mu_0 M^2 dzdz'}{2\pi R},\tag{2}$$

а для проекции на вертикальную ось z силы в соответствии с формулой (2) получим (" \pm " перед формулой определяет знак проекции, см. рис. 2)

$$dF_{Az} = \pm dF_A \cos \alpha = \pm dF_A \frac{|z'-z|}{R} =$$

$$= \pm \frac{\mu_0 M^2 dz' dz}{2\pi R} \frac{|z'-z|}{R}.$$
(3)

Если рассмотреть взаимодействие четырех линейных токов, текущих по боковым граням двух полосок (рис. 2), принимая во внимание (3), мы можем получить суммарную проекцию силы Ампера со стороны полоски, расположенной вдоль оси x (нулевой полоски), на изображение под номером n. Получим формулу (4):

$$F_{Az0,n} = \frac{\mu_0 M^2}{2\pi} a \int_0^{C_3} dt_1 \int_0^{C_3} dt_2 \times \left[2 \frac{t_1 + t_2 + C_1}{(nC_2)^2 + (t_1 + t_2 + C_1)^2} - \frac{t_1 + t_2 + C_1}{(nC_2 - 1)^2 + (t_1 + t_2 + C_1)^2} - \frac{t_1 + t_2 + C_1}{(nC_2 + 1)^2 + (t_1 + t_2 + C_1)^2} \right], \tag{4}$$

где выполнена замена $t_1=\frac{z'-d}{a},\,t_2=\frac{-z-d}{a},\,C_1=\frac{2d}{a},$ $C_2=1+\frac{b}{a},\,C_3=\frac{h}{a}.$

РЕЗУЛЬТАТЫ

Путем прямого взятия двойных интегралов, фигурирующих в (4), получено общее выражение для безразмерной поверхностной плотности z-компоненты силы взаимодействия нулевой полоски с изображениями всех полосок $F_{Az0,\Sigma}^{\text{безразмерная, на ед. площади}}$:

$$\begin{split} F_{A;0,\Sigma}^{\text{безразмернам, на с.п. плошали}} \cdot 2 \frac{a}{\pi(a+b)} &= 2 \frac{a}{\pi(a+b)} \sum_{n=1}^{N} \left\{ C_3 \ln \left[\frac{(C_1 + 2C_3)^2 + n^2 C_2^2}{(C_1 + C_3)^2 + n^2 C_2^2} \right] + \right. \\ &\quad + \left. \left(C_1 + C_3 \right) \ln \left[\frac{(C_1 + 2C_3)^2 + n^2 C_2^2}{(C_1 + C_3)^2 + n^2 C_2^2} \right] + 2nC_2 \arctan \left[\frac{C_1 + 2C_3}{nC_2} \right] - 2nC_2 \times \\ &\quad \times \arctan \left[\frac{C_1 + C_3}{nC_2} \right] - 2nC_2 \arctan \left[\frac{C_1 + C_3}{nC_2} \right] + 2nC_2 \arctan \left[\frac{C_1}{nC_2} \right] - C_1 \times \\ &\quad \times \ln \left[\frac{(C_1 + C_3)^2 + n^2 C_2^2}{C_1^2 + n^2 C_2^2} \right] - \frac{1}{2}C_3 \ln \left[\frac{(C_1 + 2C_3)^2 + (nC_2 + 1)^2}{(C_1 + C_3)^2 + (nC_2 + 1)^2} \right] - \frac{1}{2}(C_1 + C_3) \times \\ &\quad \times \ln \left[\frac{(C_1 + 2C_3)^2 + (nC_2 + 1)^2}{(C_1 + C_3)^2 + (nC_2 + 1)} \right] - (nC_2 + 1) \arctan \left[\frac{C_1 + 2C_3}{nC_2 + 1} \right] + 2(nC_2 + 1) \arctan \left[\frac{C_1 + C_3}{nC_2 + 1} \right] - \\ &\quad - \left. \left(nC_2 + 1 \right) \arctan \left[\frac{C_1}{nC_2 + 1} \right] + \frac{1}{2}C_1 \ln \left[\frac{(C_1 + 2C_3)^2 + (nC_2 + 1)^2}{C_1^2 + (nC_2 + 1)^2} \right] - \\ &\quad - \frac{1}{2}C_3 \ln \left[\frac{(C_1 + 2C_3)^2 + (nC_2 - 1)^2}{(C_1 + C_3)^2 + (nC_2 - 1)^2} \right] - \frac{1}{2}(C_1 + C_3) \ln \left[\frac{(C_1 + 2C_3)^2 + (nC_2 - 1)^2}{(C_1 + C_3)^2 + (nC_2 - 1)^2} \right] - \\ &\quad - \left. \left(C_1 + C_3 \right) \ln \left[\frac{(C_1 + 2C_3)^2 + 1}{(C_1 + C_3)^2 + 1} \right] - \arctan \left[\frac{(C_1 + 2C_3)^2 + 1}{(C_1 + C_3)^2 + 1} \right] - \arctan \left[\frac{(C_1 + 2C_3)^2 + 1}{(C_1 + C_3)^2 + 1} \right] - \\ &\quad - \arctan \left[C_1 \right] + \frac{1}{2}C_1 \ln \left[\frac{(C_1 + 2C_3)^2 + 1}{C_1^2 + 1} \right] \right]. \end{split}$$

Множитель перед суммой в (5) представим следующим образом:

$$2\frac{a}{\pi(a+b)} = \frac{2}{\pi(1+\frac{b}{a})} = \frac{2}{\pi(1+C_0)}, \quad C_0 \equiv \frac{b}{a}.$$
 (6)

По формуле (5) с учетом (6) построены зависимости поверхностной плотности силы от параметров системы. Рассмотрим следующие случаи. Пусть

$$a = 1 \text{ mm} = 10^{-3} \text{ m}, \quad d = h = 1 \text{ mkm} = 10^{-6} \text{ m},$$

 $0 \le C_0 \le 0.1, \quad C_1 = 2\frac{d}{a} = 0.002, \quad C_3 = \frac{h}{a} = 0.001.$ (7)

Зависимость показана на рис. За. Безразмерное и размерное (оценка везде по неодим-железобору) значения максимума силы, а также расстояние между полосками, при котором реализуется максимум, оказались следующими:

$$F_{A_{Z}0,\Sigma}^{\text{безразмерная, на ед. площади, } max} \approx 0.00021,$$

$$C_{0} \approx 0.026,$$

$$F_{A_{Z}0,\Sigma}^{\text{безразмерная, на ед. площади, } max} \cdot \frac{2}{\pi (1+C_{0})} \cdot \frac{\mu_{0} M^{2}}{2} \approx 140 \, \frac{\text{H}}{\text{M}^{2}}.$$
(8)

Пусть теперь параметры системы

$$a = 1 \text{ MM} = 10^{-3} \text{ M}, \quad d = h = 100 \text{ MKM} = 10^{-4} \text{ M},$$

 $0 \le C_0 \le 10, \quad C_1 = 2\frac{d}{a} = 0.2, \quad C_3 = \frac{h}{a} = 0.1.$ (9)

Соответствующая зависимость показана на рис. 36.

Безразмерное и размерное значения максимума силы, а также расстояние между полосками, при котором реализуется максимум, оказались теперь такими:

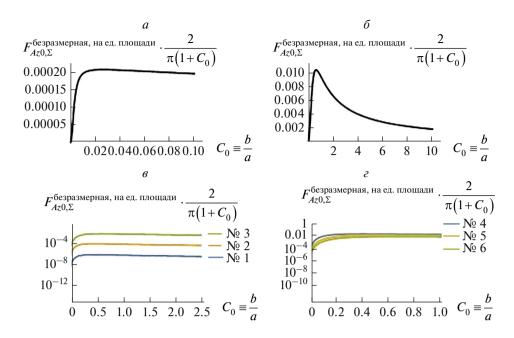


Рис. 3. Зависимость безразмерной *z*-компоненты силы взаимодействия нулевой полоски со всеми изображениями, приходящейся на единицу площади, при различных значениях параметров.

$$F_{Az0,\Sigma}^{\text{безразмерная, на ед. площади, } max} \approx 0.010, \quad C_0 \approx 0.6,$$

$$F_{Az0,\Sigma}^{\text{безразмерная, на ед. площади, } max} \cdot \frac{2}{\pi (1 + C_0)} \cdot \frac{\mu_0 M^2}{2} \approx 7009 \, \frac{\mathrm{H}}{\mathrm{M}^2}. \tag{10}$$

Таким образом, при увеличении расстояния до ферромагнетика и толщины полоски в 100 раз, наблюдается увеличение силы в 50 раз. Оптимальным набором параметров системы среди представленных двух является тот, в котором расстояние до ферромагнетика *d* и толщина полоски *h* (для рассмотренных случаев равная *d*) будут наибольшими.

Пусть изменяется только толщина полоски h, принимая значения 1, 10 и 100 мкм (наборы № 1, № 2 и № 3, см. ниже), то есть варьируется константа C_3 при фиксированной C_1 . Зададим остальные параметры системы как

$$a=1$$
 мм $=10^{-3}$ м, $d=100$ мкм $=10^{-4}$ м, $0 \le C_0 \le 2.5$, $C_1=2\frac{d}{a}=0.2$, $0 \le C_0 \le 2.5$, (11) $C_1=2\frac{d}{a}=0.2$.

Соответствующие зависимости построены в логарифмическом масштабе в одной системе координат (см. рис. 3a).

Значения C_0 , реализующие максимум, и максимальные размерные значения силы также найдены (наборы значений 1-3).

$$\begin{cases}
C_{1} = 0.2, & C_{3} = 0.001, \\
C_{0} = 0.458441 \approx 0.5, \\
F_{Az0,\Sigma} \approx 1.2 \frac{H}{M^{2}};
\end{cases}
\begin{cases}
C_{1} = 0.2, & C_{3} = 0.01, \\
C_{0} = 0.470434 \approx 0.5, \\
F_{Az0,\Sigma} \approx 114 \frac{H}{M^{2}};
\end{cases}
\begin{cases}
C_{1} = 0.2, & C_{3} = 0.1, \\
C_{0} = 0.591241 \approx 0.6, \\
F_{Az0,\Sigma} \approx 7009 \frac{H}{M^{2}}.
\end{cases}$$
(12)

Видно, что при увеличении толщины полоски поверхностная плотность силы увеличивается, и, если сравнивать наборы параметров № 1 и № 3, то

силы отличаются в 5841 раз. Причем оптимальное значение C_0 увеличивается, хотя и незначительно, для наборов параметров (12).

Теперь пусть изменяется только расстояние до ферромагнетика d, принимая значения 40, 80 и 120 мкм (наборы параметров имеют номера соответственно 4, 5 и 6, см. ниже), то есть сейчас варьируется константа C_1 при фиксированной C_3 . Зададим остальные параметры системы как

$$a = 1 \text{ MM} = 10^{-3} \text{ M}, \quad h = 100 \text{ MKM} = 10^{-4} \text{ M},$$

 $0 \le C_0 \le 1, \quad C_3 = \frac{h}{a} = 0.1.$ (13)

Соответствующие зависимости в логарифмическом масштабе показаны на рис. 3г. Здесь по аналогии с (12) имеем:

Как видно, с увеличением расстояния до ферромагнетика d сила уменьшается, а оптимальное значение C_0 увеличивается.

В целом вид зависимости для всех рассмотренных случаев не изменяется: рост поверхностной плотности силы наблюдается только до определенного оптимального значения C_0 . Экстремум всегда сохраняется.

Таким образом, разработана теория и получена общая аналитическая формула для силы взаимодействия решетки из намагниченных полосок с произвольными параметрами. В рамках данной теории проанализированы закономерности силы взаимодействия магнитной решетки с массивным ферромагнетиком в зависимости от толщины, ширины полоски и расстояния от решетки до ферромагнетика в самом общем случае.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Sander D., Valenzuela S.O., Makarov D. et al. // J. Phys. D. 2017. V. 50. No. 36. Art. No. 363001.
- Shimizu Y., Morimoto S., Sanada M., Inoue Y. // IEEJ J. Ind. Appl. 2017. V. 6. No. 6. P. 401.
- 3. *Huber C., Abert C., Bruckner F. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2016. V. 109. No. 16. Art. No. 162401.
- Luu P.T., Lee J.-Y., Kim J.-W. et al. // J. Eng. Technol. 2018. V. 13. No. 6. P. 2329.
- Zhou M., Zhang X., Zhao W. et al. // Chin. J. Electr. Eng. 2019. V. 5. No. 4. P. 40.
- 6. Пятаков М.А., Поляков П.А., Русакова Н.Е. // Изв. PAH. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 5. С. 719; *Piatakov M.A., Polyakov P.A., Rusakova N.E.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 5. P. 593.
- 7. *Ландау Л.Д.*, *Лифшиц Е.М*. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1992. 664 с.

Interaction of an inhomogeneous permanent magnet consisting of a lattice of magnetically rigid strips with a massive ferromagnetic medium

M. A. Piatakov^a, M. L. Akimov^a, *, P. A. Polyakov^a

^aLomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Chair of General Physics, Moscow, 119991 Russia *e-mail: ml.akimov@physics.msu.ru

A theory is developed, and a general analytical formula is obtained for the interaction force of a lattice of magnetized strips with arbitrary parameters. The analysis of the regularity of the interaction force of a magnetic lattice with a massive ferromagnet is made, depending on the thickness, width of the strip and the distance of the lattice to the ferromagnet in the most total case.

УДК 537.876+537.34

ТЕРМОСТОЙКИЙ РАДИОПОГЛОЩАЮЩИЙ МАТЕРИАЛ ДЛЯ УМЕНЬШЕНИЯ ПОМЕХОЭМИССИИ И ОСЛАБЛЕНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ ЯВЛЕНИЙ БОРТОВЫХ ПРИБОРОВ И УСТРОЙСТВ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

© 2021 г. В. Ю. Кириллов^{1, *}, П. А. Жуков¹, С. Ю. Журавлев², М. М. Томилин¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
 "Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)", Москва, Россия
 ²Общество с ограниченной ответственностью Научно-производственное предприятие "Радиострим", Москва, Россия

*E-mail: kaf309@mai.ru
Поступила в редакцию 21.06.2021 г.
После доработки 05.07.2021 г.
Принята к публикации 28.07.2021 г.

Представлены результаты исследований термостойкого радиопоглощающего материала. Сформулировано заключение о том, что данный радиопоглощающий материал, может использоваться для уменьшения помехоэмиссии и ослабления резонансных явлений бортовых приборов и устройств космических аппаратов.

DOI: 10.31857/S0367676521110168

Результирующая электромагнитная обстановка на борту космических аппаратов создается помехоэмиссией бортовых приборов и устройств и резонансными явлениями, возникающими в пределах корпусов приборов и приборных модулей [1-5]. Применение электромагнитных экранов для приборов и устройств с целью улучшения электромагнитной обстановки на борту космических аппаратов не всегда обеспечивает эффективное уменьшение помехоэмиссии и ослабление внутренних резонансных явлений так как экраны, выполняемые в виде электропроводных корпусов, имеют неоднородности в виде апертур различной формы [6]. В случаях, когда возможности электромагнитных экранов ограничены уменьшение уровней помехоэмиссии и ослабление резонансных явлений можно осуществлять путем размещения элементов радиопоглощающих материалов (РПМ) во внутреннем пространстве корпусов приборов и приборных модулей [7, 8]. Частотный диапазон, в пределах которого происходит уменьшение помехоэмиссии и ослабление резонансных явлений, определяется электрофизическими свойствами радиопоглощающих материалов. Помимо диапазона частот и величины коэффициента отражения, при применении радиопоглощающих материалов для бортовых приборов и устройств космических аппаратов, большое значение имеет температурный диапазон [9, 10]. На космических аппаратах может эффективно применяться термостойкий радиопоглощающий материал, сохраняющий свои свойства при изменении температур в диапазоне от -150 до +150 °C. Такой термостойкий радиопоглощающий материал, состоящий из негорючих плит переменной толщины, выполненных из минеральных волокон со слоями проводящего наполнителя из вибромолотого графита специально разработан для использования в диапазоне экстремальных температур.

Исследования возможностей применения термостойкого РПМ при экстремальных температурах заключались в определении частотных диаграмм коэффициента отражения при высоких температурах нагревания и низких температурах охлаждения образцов данного материала. При проведении исследований коэффициент отражения определялся по формуле [6]:

$$K_{\text{отр}} = 20 \lg \frac{E_{\text{отр}}}{E_{\text{пад}}}, \quad \text{дБ},$$
 (1)

где $E_{\text{отр}}$ — напряженность отраженного электрического поля; $E_{\text{пад}}$ — напряженность падающего электрического поля.

Коэффициент отражения у радиопоглощающих материалов имеет отрицательные значения и чем меньшие значения принимает коэффициент отражения, тем меньше напряженность электрического поля отраженной волны и тем лучше поглошающие свойства РПМ.

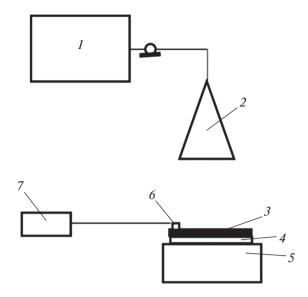


Рис. 1. Схема установки для определения коэффициента отражения термостойкого радиопоглощающего материала при температуре $+150^{\circ}$ С: 1 — векторный анализатор цепей; 2 — антенна; 3 — образец радиопоглощающего материала; 4 — металлическая пластина; 5 — термоэлектрическое устройство; 6 — термопара; 7 — индикатор температуры.

Исследование частотных свойств коэффициента отражения, в соответствии с формулой (1), выполнялись на установке, которая создает нормальное падение волны электромагнитного поля на образец термостойкого РПМ, размерами $300 \times 200 \times 30$ мм, размещенный на плоской металлической пластине, которая устанавливалась на электротермическом устройстве.

Для создания падающей волны электромагнитного поля и измерения напряженности электрического поля отраженной волны в частотном диапазоне 1-37 ГГц использовались: векторный анализатор цепей Anritsu MS4644A; антенны П6-23М и П6-69. Схема установки для исследования частотных свойств коэффициента отражения при нормальной и экстремальных температурах приведена на рис. 1. Частотные диаграммы коэффициента отражения образца термостойкого РПМ при температурах +25 и +150°C в частотном диапазоне 1-37 ГГц приведены на рис. 2. Как следует из анализа частотной диаграммы 2 коэффициент отражения радиопоглощающего материала при температуре +150°C отличается на данном частотном диапазоне от коэффициента отражения при температуре +25°C в (частотная диаграмма 1) сторону увеличения значений не более чем на 2-4 дБ. На частотах 11-13 ГГц коэффициент отражения при температуре +150°C имеет значительно меньшие значения чем при температуре +25°C. Минимальное значение коэффициента отражения достигается на частоте 12.7 ГГц равно — 27.2 дБ.

Исследования коэффициента отражения термостойкого РПМ при температуре —196°С проводились на данной установке путем замены электротермического устройства кюветой, заполненной

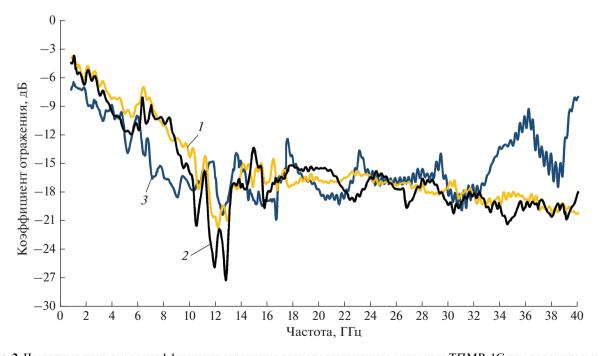


Рис. 2. Частотные диаграммы коэффициента отражения радиопоглощающего материала ТПМВ-1С при положительных и отрицательных температурах: I — частотная диаграмма коэффициента отражения при температуре $+25^{\circ}$ C; 2 — частотная диаграмма коэффициента отражения при температуре $+150^{\circ}$ C; 3 — частотная диаграмма коэффициента отражения при температуре -196° C.

жидким азотом с погруженным в жидкий азот образцом РПМ, которая устанавливалась на металлической пластине. Полученная частотная диаграмма 3 коэффициента отражения (рис. 2) на значительной части частотного диапазона имеет более отрицательные значения по сравнению с значениями коэффициента отражения образца РПМ при температуре $+25^{\circ}$ С. В частотном диапазоне 10-37 ГГц коэффициент отражения имеет резко выраженный резонансный характер. На частотах более 34 ГГц значения коэффициента отражения образца РПМ при низкой температуре -196° С превышают значения коэффициента отражения при температуре $+25^{\circ}$ С.

Для исследования возможностей ослабления резонансных явлений во внутреннем пространстве корпусов бортовых приборов под воздействием электромагнитного поля от внешних источников был использован макет корпуса прибора прямоугольной формы. Макет выполнен в форме полого электропроводного корпуса с размерами $300 \times 300 \times 400$ мм и размещен в рабочей зоне гигагерцовой камеры плоской волны (GTEMкамера). Одна из поверхностей макета была открыта для проникновения электромагнитного поля и направлена в сторону центрального электрода камеры. Внешнее электромагнитное поле. создавалось центральным электродом камеры. Во внутреннем пространстве макета был установлен измеритель напряженности электрического поля NARDA PMM EP-602. Измерение электрического поля внутри макета корпуса бортового прибора в диапазоне 100 кГц-5 ГГц проводилось, соответственно, при наличии и отсутствии во внутреннем объеме макета радиопоглощающего материала. Частотные диаграммы напряженности электрического поля во внутреннем объеме макета корпуса бортового прибора приведены на рис. 3 Анализ, полученных экспериментальным путем, частотных диаграмм позволяет сделать заключение о том, что применение РПМ позволяет значительно снизить напряженность электрического поля во внутреннем объеме макета корпуса бортового прибора на резонансных частотах от 1.8 до 3.6 раз [12].

При исследовании свойств термостойкого РПМ, позволяющих уменьшать помехоэмиссию, проводилось измерение напряженности электрического поля во внешнем пространстве макета приборного модуля с установленным в его внутреннем пространстве имитатором бортового прибора. В качестве имитатора бортового прибора. В качестве имитатора бортового прибора, являющегося источником электромагнитного поля, был использован электропроводный корпус кубической формы с размером ребра 100 мм, который устанавливался на диэлектрической прокладке внутри макета приборного модуля. Макет приборного модуля был выполнен из электропроводного материала с размерами 250 × 250 × 300 мм. Ими-

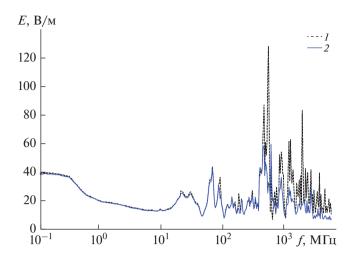


Рис. 3. Частотные диаграммы напряженностей электрического поля во внутреннем объеме макета корпуса бортового прибора на резонансных частотах: I — частотная диаграмма, полученная при отсутствии радиопоглощающего материала во внутреннем объеме макета; 2 — частотная диаграмма, полученная при условии размещения радиопоглощающего материала во внутреннем объеме макета.

татор бортового прибора подключался к генератору высокочастотных сигналов. Макет приборного модуля, с установленным в нем имитатором бортового прибора, размещалась рабочей области ТЕМ-камеры. Для получения частотных диаграмм помехоэмиссии электромагнитного поля в диапазоне 100 кГц-3 ГГц генератор высокочастотных сигналов, синхронизировался с измерительным приемником, подключенным к электрическому соединителю ТЕМ камеры. Открытая сторона макета приборного модуля закрывалась электропроводной пластиной с 9 апертурами в виде круглых отверстий диаметром 5 мм, имитирующих технологические отверстия в корпусе. В процессе эксперимента с помощью ТЕМ-камеры проводились измерения уровней напряженности электрической составляющей помехоэмиссионного электромагнитного поля, распространяющегося из внутреннего пространства макета приборного модуля через отверстия в электропроводной пластине, соответственно, при наличии и при отсутствии образцов термостойкого РПМ размещенных во внутреннем пространстве макета. Из анализа полученных экспериментальных частотных диаграмм следует, что размещение образцов термостойкого РПМ во внутреннем объеме макета приборного модуля приводит на ряде частот к уменьшению напряженности электрического поля до 39 дБ [11].

С целью определения стойкости к механическим воздейстиям радиопоглощающий материал ТПМВ-1С испытывался на вибрационном стенде с перегрузкой 8g в течение 40 мин. Данное воздей-

ствие имитирует взлет ракетоносителя и вывод космического аппарата на орбиту. Анализ частотных диаграмм после вибрационных испытаний позволяет сделать вывод о том, что механические воздействия в виде вибрации незначительно влияют на значения коэффициента отражения на большей части частотного диапазона. Значения коэффициента отражения не более чем на 2 дБ превышают значения, полученные до начала механических возлействий.

Проведенные исследования радиопоглощающего материала позволяют сделать заключение о том, что данный термостойкий радиопоглощающий материал может применяться для уменьшения помехоэмиссии и ослабления резонансных явлений в условиях экстремальных температур космического пространства. Применение термостойкого РПМ может в совокупности с другими способами являться действенным способом улучшения электромагнитной обстановки на борту космических аппаратов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект № 19-38-90244).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гальперин Ю.И., Гладышев В.А., Козлов А.И. Электромагнитная совместимость научного космического комплекса АРКАД-3. М.: Наука, 1984. 189 с.

- 2. *Кириллов В.Ю.* Электромагнитная совместимость летательных аппаратов. М.: Изд-во МАИ, 2012. 164 с.
- 3. *Балюк Н.В., Кечиев Л.Н., Степанов П.В.* Мощный электромагнитный импульс: воздействие на электронные средства и методы защиты. М.: ООО "Группа ИДТ", 2008. 478 с.
- 4. *Иванов В.А., Кириллов В.Ю., Морозов Е.П.* Модельные и стендовые исследования электризации космических аппаратов. М.: Изд-во МАИ, 2012. 167 с.
- 5. *Кириллов В.Ю.*, *Марченко М.В.*, *Томилин М.М.* Электромагнитная совместимость бортовой кабельной сети летательных аппаратов. М.: Изд-во МАИ, 2014. 169 с.
- 6. *Кечиев Л.Н.* Экранирование технических средств и экранирующие системы. Москва: ООО "Группа ИДТ", 2010. 469 с.
- 7. *Кечиев Л.Н.* Экранирование радиоэлектронной аппаратуры. М.: Гриффон, 2019. 719 с.
- 8. Ковалева Т.Ю., Пустарнакова Ю.И., Ковалева А.Г. и др. // Сб. Тр. XXVII Всеросс. конф. "Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)" (Москва, 2015). С. 431.
- Кириллов В.Ю., Жуков П.А., Журавлев С.А. и др. // Косм. иссл. 2020. Т. 58. № 5. С. 1.
- 10. *Журавлев С.Ю.*, *Кириллов В.Ю.*, *Жуков П.А.* // Технологии ЭМС. 2018. № 4(67). С. 32.
- Zhukov P.A. Kirillov V.Yu. // IOP Conf. Ser. Mater. Sci. Eng. 2020. V. 868. Art. No. 012009.
- Zhukov P.A., Kirillov V.Y. // Proc. 2020 REEPE (Moscow, 2020). P. 1.

Heat-resistant radio-absorbing material to reduce interference and attenuate resonant phenomena of radio-electronic equipment

V. Yu. Kirillov^{a, *}, P. A. Zhukov^a, S. Yu. Zhuravlev^b, M. M. Tomilin^a

^aMoscow Aviation Institute (National Research University), Moscow, Russia ^bRadiostream Research and Production Enterprise, Moscow, Russia *e-mail: kaf309@mai.ru

The results of studies of heat-resistant radio-absorbing material are presented. Based on the results of the research, the conclusion was formulated that this radio-absorbing material can be used to reduce noise emissions and attenuate the resonance phenomena of on-board instruments and spacecraft devices.

УДК 537.62:621.31

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ В РОТОРЕ ГИСТЕРЕЗИСНОГО ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ЭНЕРГИИ

© 2021 г. С. Ю. Останин^{1, *}, И. М. Миляев², Н. С. Зубарев¹, Т. С. Латыпов¹, Цуй Шумэй³, Вэй Го³, Шаопен Ву³

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Национальный исследовательский университет "МЭИ", Москва, Россия

"Национальныи исследовательскии университет "МЭИ", Москва, Россия ²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

"Институт металлургии и материаловедения имени А.А. Байкова" Российской академии наук, Москва, Россия ³Харбинский политехнический университет, Харбин, Китай

*E-mail: OstaninSY@mpei.ru

Поступила в редакцию 21.06.2021 г. После доработки 05.07.2021 г. Принята к публикации 28.07.2021 г.

Исследованы физические процессы в роторе гистерезисного электромеханического преобразователя энергии. Предложена методология аналитического исследования электромагнитных процессов в роторе с учетом высших гармоник магнитного поля. Разрабатываются вопросы построения и решения системы векторных уравнений равновесия напряжений для гистерезисного преобразователя.

DOI: 10.31857/S0367676521110296

ВВЕДЕНИЕ

Гистерезисный электромеханический преобразователь энергии в режиме гистерезисного электродвигателя [1—8] создает вращающий момент благодаря взаимодействию вращающегося магнитного поля, образуемого обмоткой статора, с ротором, перемагничиваемым указанным полем и приобретающим собственную намагниченность. В работах [1, 3], а также некоторых других трудах показано и подтверждено, что исследования гистерезисного электродвигателя по ряду направлений можно проводить, исследуя процессы в его роторе. Это обусловлено тем, что конструкция ротора и процессы в нем прямо определяют особенности и эффективность работы электродвигателя.

При исследовании процессов в роторе гистерезисного электродвигателя необходимо корректно определить граничные условия, соответствующие магнитным состояниям ротора во взаимосвязи со статором электродвигателя. Как показывает опыт [1, 3], граничные условия могут соответствовать, во-первых, ситуации, когда рабочий материал ротора полностью размагничен. Вовторых, такому сочетанию частных циклов гистерезиса, когда основной цикл гистерезиса материала сужается до цикла с формой основного цикла, но сжатой практически до кривой. В-третьих, ситуации намагничивания рабочего материала первой полуволной напряжения (тока) электропитания.

Соотношение [1, 3] позволяет найти гармонический состав индукции магнитного поля в гистерезисном слое ротора (или далее, для краткости, просто в роторе) по гармоническому составу напряжения электропитания:

$$B_{rAk} = CB_{rA1} \frac{U_{sAk}}{U_{sA1}} \cdot \frac{1}{k}.$$
 (1)

Здесь U_{sAl} , U_{sAk} , B_{rAl} , B_{rAk} — амплитуды 1-й и высших k-х гармонических составляющих напряжения, подаваемого на электродвигатель и индукции магнитного поля в рабочем материале; C — коэффициент.

МЕТОДОЛОГИЯ АНАЛИТИЧЕСКОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ В РОТОРЕ ГИСТЕРЕЗИСНОГО ЭЛЕКТРОДВИГАТЕЛЯ

Принципиальные особенности конструкции, показателей гистерезисного электромеханического преобразователя энергии и физических процессов в нем обусловлены конструкцией и материалами ротора. Параметры традиционных материалов, их основные недостатки — высокая стоимость или дефицитность, даны в табл. 1, где: H_C — коэрцитивная сила, B_r — остаточная индукция, $k_{\rm вμ}$ — коэффициент выпуклости, d — плотность, α — коэффициент линейного расширения, ρ — удельное сопротивление, σ — предел прочности, H — твердость.

Параметр	Единица измерения	Значение						
Сплав	_	52КФ11-13	25X15K	12K16M	12KM14B	5XM18B	X9K15M2	X-15
Сортамент	_	лист, проволока	пруток, лист	пруток	пруток	пруток	пруток	пруток, труба
H_C	А/см	100-400	100-400	150	180	230	120	40-60
B_r	Тл	1.00-1.10	0.90-1.2	0.70	0.75	0.65	0.80	0.70
$k_{{\scriptscriptstyle \mathrm{B}}\mu}$	отн. ед.	0.6-0.8	0.5-0.8	0.5-0.6	0.5-0.6	0.5-0.6	0.5	0.5
d	г/см ³	8	8	8	8	8	8	8
$\alpha \cdot 10^6$	1/°C	11-13	11-12	10-11	10-11	10-11	10-11	10-11
ρ	мкОм · см	60-67	60	40-45	45	50	40-50	30-40
σ	H/mm^2	1200-2400	800-900	600-1000	600-1000	900-1200	1000	2000
Н	_	55-60	38-45	50-60	50-60	40-50	40-50	50

Таблица 1. Параметры традиционных магнитно-твердых материалов роторов гистерезисных электродвигателей

Для замены этих сплавов менее дорогими и (или) дефицитными созданы новые или усовершенствованные материалы, табл. 2, где параметры приведены при максимальной магнитной проницаемости материалов (индекс " μ "): $H_{\rm m}\mu$ и $B_{\rm m}\mu$ — максимальные индукция и напряженность; $h_{\rm c}\mu$ и $b_{\rm r}\mu$ — относительные коэрцитивная сила и остаточная индукция; $k_{\rm B}\mu$ — коэффициент выпуклости.

Анализ показал, что большинству требований к роторам гистерезисных электромеханических преобразователей энергии удовлетворяют кобальтовые сплавы, подвергаемые специальной термообработке, например, термомагнитной, в первую очередь, Fe—Cr—Co (XK) и Fe—Ni—Co—Al (ЮНК).

Предложен подход к расчетно-теоретическому исследованию процессов в роторе гистерезисного электродвигателя, содержащий основные этапы:

1) Функции, математически описывающие напряжения в фазах обмотки статора электродвигателя раскладываются на гармонические составляющие, которые, в свою очередь, раскладываются на симметричные составляющие:

$$U_{s1}(t) = \sum_{k=-l}^{l} \left[U_{sk1+} e^{j\psi_{k1+}} + U_{sk1-} e^{j\psi_{k1-}} \right];$$

$$U_{s2}(t) = \sum_{k=-l}^{l} \left[U_{sk2+} e^{j\psi_{k2+}} + U_{sk2-} e^{j\psi_{k2-}} \right];$$

$$...$$

$$U_{s\xi}(t) = \sum_{k=-l}^{l} \left[U_{sk\xi} + e^{j\psi_{k\xi}} + U_{sk\xi} - e^{j\psi_{k\xi}} \right];$$

$$...$$

$$U_{sm}(t) = \sum_{k=-l}^{l} \left[U_{skm+} e^{j\psi_{km+}} + U_{skm-} e^{j\psi_{km-}} \right].$$
(2)

Здесь $U_{s\xi} = f_{\xi}(t)$, — функция, описывающая напряжение, для которой $\xi = 1, 2, ..., m$ — фаза и симметричная составляющая, в частности, если m = 3, то $U_{s1} = U_{sA}, U_{s2} = U_{sB}, U_{s3} = U_{sC}; t$ — время; k = 1, 2, ..., l — номера временных гармонических составляющих функции; $U_{sk\xi+}$ и $U_{sk\xi-}$ — максимальные уровни, а $\psi_{k\xi+}$ и $\psi_{k\xi-}$ — фазные сдвиги прямой и обратной составляющей k-й гармонической составляющей ξ -й функции.

2) Посредством соотношений (1) и (2) формируется функция, математически описывающая полную индукцию магнитного поля в роторе:

$$B_{r}(t, \varphi_{r}) =$$

$$= \sum_{k=1}^{l} \sum_{\nu=1}^{n} \langle B_{rAk\nu} + \sin\{[k - \nu(1-s)]\omega t - \nu p \varphi_{r} + \psi_{k\nu+}\} +$$

$$+ B_{rAk\nu} - \sin\{[k + \nu(1-s)]\omega t + \nu p \varphi_{r} + \psi_{k\nu-}\} \rangle.$$
(3)

Здесь φ_r — переменный угол, отсчитываемый по окружности ротора; $\nu = 1, 2, ..., n$ — номера пространственных гармонических составляющих;

 B_{rAkv+} , ψ_{kv+} , B_{rAkv-} , ψ_{kv-} — максимальные уровни и фазные сдвиги прямой и обратной симметричной составляющей гармонической составляющей индукции с номерами k во времени и v в пространстве; s — скольжение ротора относительно поля статора; ω — круговая частота; p — число пар

3) Полупериод функции (3) $0.5T_{\phi}=\pi/p$ разделяется в пространстве на N элементов — малых объемов, поле в которых можно считать равномерным, а значения индукции и напряженности поля — равными значениям в их центрах. Полупериод изменения этой функции во времени $0.5T_t$ разделяется на L интервалов времени с границами в точках $t_0=0$, ..., $t_N=0.5T_t$.

спекаемых, прес	сусмых, прокаты	васмых, листовь	ых, ленточных, і	проволочных, п	рутковых матер	иалов роторов
Марка сплава	Состав, %	$H_{\mathrm{m}\mu}$, А/см	$B_{ m m}$, Тл	$k_{{ t B}\mu},$ отн. ед.	$b_{r\mu}$, отн. ед.	$h_{c\mu}$, отн. ед.
5XB10	5Cr10W	25-35	1.10	0.50-0.53	0.80	0.65-0.70
5XB12	5Cr12W	45-55	1.10	0.50-0.53	0.80	0.65-0.70
5XB14	5Cr14W	53-70	1.00	0.50-0.53	0.80	0.65-0.70
5XB16	5Cr16W	70-90	0.85	0.50-0.53	0.80	0.65-0.70
5XMB	5Cr1Mo8W	100-200	_	0.45-0.55	_	0.65-0.70
12XKMB	12Cr1Mo8W	80-200	1.10	0.45-0.55	_	0.65-0.70
25X15KA	25Cr15Co	30-350	0.10-1.10	0.70-0.85	0.75-0.80	0.80-0.95
Ю9Н10	9A110Ni	40	0.90	0.60	0.82	0.75
Ю9Н13	9A1113Ni	60	0.90	0.60	0.82	0.75
Ю9Н15	9Al15Ni	120	0.90	0.60	0.82	0.75
Ю11Н16	9Al16Ni	200	0.90	0.60	0.82	0.75
ЮН11	Ост.	30	1.05	0.60	0.82	0.75
	1.80393-79	50	1.05	0.60	0.82	0.75
		80	1.05	0.60	0.82	0.75
		50	1.05	0.60	0.82	0.75
52КФ5-13	52Co5-13V	40-200	1.00	0.55-0.60	0.80	0.75
52КФ11*	52Co11V	40-200	1.00-1.10	0.70-0.80	0.90	0.85
ЮН13К7	8Al13Ni7Co	20-60	1.10	0.65-0.70	0.80-0.85	0.80-0.85
ЮН13К9	8Al13Ni9Co	20-80	1.10	0.65-0.72	0.80-0.72	0.80-0.85
ЮН12К11	8Al12Ni11Co	20-100	1.10	0.70-0.75	0.85-0.90	0.80-0.85
ЮН13К13	8Al13Ni13Co	40-150	1.00	_	_	_
ЮН14К15	8Al14Ni15Co	40-200	1.00	0.70-0.80	0.80-0.90	0.80-0.90
ЮН16К15	8Al16Ni15Co	40-250	1.00	0.70	0.80	0.85

0.90 - 1.00

Таблица 2. Параметры усовершенствованных и новых магнитно-твердых деформируемых, ковких, отливаемых, спекаемых, прессуемых, прокатываемых, листовых, ленточных, проволочных, прутковых материалов роторов

Период функции, математически описывающей полную индукцию магнитного поля в роторе, во времени равен периоду ее 1-й гармонической составляющей $2\pi/\omega$ если целыми числами для всех номеров высших пространственных и временных гармонических составляющих поля являются:

8Al17Ni17Co

100 - 350

ЮН17К17

$$\lambda_{kv+} = \frac{k - v(1 - s)}{s}, \quad \lambda_{kv-} = \frac{k + v(1 - s)}{s}.$$
 (4)

0.80

0.85

4) Расчет для всех выбранных моментов времени и для всех пространственных элементов значений функции (3) дает матрицу:

0.70

5) Формирование с использованием расчетноаналитической модели из [9] первоначального основного цикла гистерезиса рабочего материала ротора. 6) Расчет с использованием модели из [9] по матрице (5) для каждого момента времени пространственного цикла гистерезиса и получение матрицы:

$$||H_{r}|| = \begin{vmatrix} H_{r}(t_{1}, \varphi_{1}) & H_{r}(t_{1}, \varphi_{2}) & \dots & H_{r}(t_{1}, \varphi_{K}) & \dots & H_{r}(t_{1}, \varphi_{N}) \\ H_{r}(t_{2}, \varphi_{1}) & H_{r}(t_{2}, \varphi_{2}) & \dots & H_{r}(t_{2}, \varphi_{K}) & \dots & H_{r}(t_{2}, \varphi_{N}) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \ddots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \ddots & \ddots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \ddots & \ddots & \vdots & \vdots \\ H_{r}(t_{I}, \varphi_{1}) & H_{r}(t_{I}, \varphi_{2}) & \dots & H_{r}(t_{I}, \varphi_{K}) & \dots & H_{r}(t_{I}, \varphi_{N}) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ H_{r}(t_{L}, \varphi_{1}) & H_{r}(t_{L}, \varphi_{2}) & \dots & H_{r}(t_{L}, \varphi_{K}) & \dots & H_{r}(t_{L}, \varphi_{N}) \end{vmatrix}.$$

$$(6)$$

- 7) Разложение на гармонические составляющие функций, математически описывающих полную индукцию и напряженность магнитного поля в роторе, дискретно характеризуемые матрицами (5) и (6). При этом вследствие принципиальной нелинейности этих функций в пространстве и времени необходимо применение кратных рядов Фурье [9, 10].
- 8) Расчет потерь мощности на перемагничивание ротора временными (номер k) и пространственными (v) гармоническими составляющими поля:

$$P_{ky} = K_P \pi (B_{rAkyc} H_{rAkys} - B_{rAkys} H_{rAkyc}). \tag{7}$$

9) Вычисление гармонических составляющих вращающего момента, создаваемых временными (k) и пространственными (v) гармоническими составляющими магнитного поля ротора гистерезисного электродвигателя:

$$M_{kv} = K_M \pi (B_{rAkvc} H_{rAkvs} - B_{rAkvs} H_{rAkvc}). \tag{8}$$

- В (7) и (8) K_P и K_M коэффициенты, определяемые геометрией.
- 10) Определение суммарных потерь мощности на перемагничивание ротора и вращающего момента, развиваемого в электродвигательном режиме с учетом всего спектра высших гармонических составляющих магнитного поля:

$$P_{\text{M}\Gamma} = \sum_{k=1}^{l} \sum_{\nu=1}^{n} P_{k\nu}.$$
 (9)

$$M_{\rm sr} = \sum_{k=1}^{l} \sum_{\rm wel}^{n} M_{kv}.$$
 (10)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Требованиям к рабочим материалам роторов гистерезисных электродвигателей наиболее полно из числа современных магнитных материалов удовлетворяют кобальтовые сплавы, подвергаемые специальной термообработке, в частности, термомагнитной и механической обработке для сплавов класса Fe—Cr—Co и термомагнитной обработке для сплавов Fe—Ni—Co—Al.

Ротор и его рабочие материалы определяют основные особенности конструкции, протекающих процессов, технических параметров гистерезисного электродвигателя, поэтому ротор является главным объектом при исследовании, проектировании и совершенствовании гистерезисного электродвигателя и электротехнических систем на его основе. Потери мощности на перемагничивание ротора и вращающий момент, развиваемый гистерезисным электродвигателем, необходимо рассчитывать с учетом всего спектра высших гармонических составляющих магнитного поля.

Функции, математически описывающие полную индукцию и напряженность магнитного поля в роторе в дискретном и непрерывном виде, обладают вследствие значительного гистерезиса магнитных процессов в роторе принципиальной нелинейностью. Поэтому при их разложении на гармонические составляющие необходимо применение кратных рядов Фурье.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Делекторский Б.А., Тарасов В.Н. Управляемый гистерезисный привод. М.: Энергоатомиздат, 1983. 128 с.
- Кавалерова Л.А., Миляев И.М., Михеев Н.И. // Приб. и сист. упр. 1976. № 6. С. 48.
- 3. *Тарасов В.Н., Останин С.Ю.* // Докл. IX Междунар. выст.-конгр. "Высокие технологии. Инновации. Инвестиции" (Санкт-Петербург, 2004). С. 127.
- Gao X., Sun B. // Proc. IEEE 8th Int. Conf. CYBER Technol. Autom. Control Intell. Syst. (Harbin, 2018). P. 1563.
- Kim H.S., Hong S., Han J.H. et al. // Proc. 21st Int. Conf. Electr. Mach. Syst. (ICEMS) (Harbin, 2018). P. 560.

- 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 A. // IEEE Trans. Ind. Electron. 2016. V. 63. No. 3. P. 1684.
- 8. Останин С.Ю., Миляев И.М., Рудник П.С. и др. // Мат. XXVII Междунар. конф. "Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)" (Москва, 2019). С. 463.
- 9. *Никаноров В.Б., Останин С.Ю., Шмелева Г.А.* // Электротехника. 2002. № 9. С. 5.
- 10. *Бахвалов Н.С., Жидков Н.П., Кобельков Г.М.* Численные методы. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний. 2008. 636 с.

Research of processes in the rotor of a hysteretic electromechanical energy converter

S. Y. Ostanin^{a, *}, I. M. Milyaev^b, N. S. Zubarev^a, T. S. Latypov^a, Cui Shumei^c, Wei Guo^c, Shaopeng Wu^c

^aNational Research University "MPEI", Moscow, 111250 Russia

^bInstitute of Metallurgy and Material Science, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia

^cHarbin Institute of Technology, Harbin, 150001 China

*e-mail: OstaninSY@mpei.ru

We study physical processes in the rotor of a hysteretic electromechanical energy converter. A methodology for the analytical study of electromagnetic processes in the rotor, taking into account the higher harmonics of the magnetic field, is proposed. The issues of formation and solution of the system of vector equations of stress equilibrium for a hysteretic converter are being developed.

УЛК 537.62:621.31

ИССЛЕДОВАНИЕ НАЧАЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ И ПУСКОВОГО РЕЖИМА ГИСТЕРЕЗИСНОГО ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ЭНЕРГИИ КОНУСНОЙ КОНСТРУКЦИИ

© 2021 г. И. М. Миляев¹, С. Ю. Останин², *, Н. С. Зубарев², Т. С. Латыпов², Цуй Шумэй³, Вэй Го³, Шаопен Ву³

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки "Институт металлургии и материаловедения имени А.А. Байкова" Российской академии наук, Москва, Россия ²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Национальный исследовательский университет "МЭИ", Москва, Россия ³Харбинский политехнический университет, Харбин, Китай

> *E-mail: OstaninSY@mpei.ru Поступила в редакцию 21.06.2021 г. После доработки 05.07.2021 г. Принята к публикации 28.07.2021 г.

Исследованы физические процессы в магнитных цепях гистерезисных электромеханических преобразователей энергии конусной конструкции. Разработана методология для электромагнитного расчета пускового режима такого преобразователя энергии. Сформулированы предложения по применению полученных результатов при проектировании гистерезисных преобразователей конусной конструкции.

DOI: 10.31857/S0367676521110247

ВВЕДЕНИЕ

Гистерезисные электромеханические преобразователи энергии в качестве гистерезисного электродвигателя [1–8] с конической конфигурацией рабочего воздушного зазора [5–8], а также электродвигатели ряда других типов с конической конфигурацией рабочего воздушного зазора применяются в значительной мере для электроприводов различного назначения. Электроприводы с такими электродвигателями используются, в частности, в мясомолочной, сахарной промышленности, в отраслях натуральных и искусственных волокон и нитей, различных изделий из них и др.

Коническая конфигурация рабочего воздушного зазора электродвигателей, в том числе, гистерезисных электродвигателей, обусловливает, с одной стороны их важные преимущества, в частности, при вертикальном направлении осей вращения [5—8]. Преимущества связаны с обеспечением решения средствами электропривода задач высоких частот вращения, трения, сопровождающих трение при реализации химических, биологических технологий, качества опор, газодинамических и электродинамических задач. Недостатки обусловлены сложностью протекающих электромагнитных процессов в электродвигателях, требующих дополнительных исследований в области магнитного поля.

Характерными объектами, для электропривода которых используются электродвигатели с конической конфигурацией рабочего воздушного зазора, являются мотор-подшипники. Моторподшипники — это комплексные устройства, в структуре которых находится электропривод с газодинамической опорой. Непосредственно через структуру мотор-подшипника проходит с необходимой по условиям технологического, например, химического, процесса скоростью расплавленное или растворенное сырье. Кроме осуществления собственно технологии или производства, например, в отрасли искусственных волокон и нитей это имеет принципиально важное значение для решения вопросов опор электродвигателей, газодинамики, трения и др.

Научно-исследовательские работы в этой области проводятся в ряде государств Европы и Северной Америки, наиболее развитых в сфере науки и технологий. В России такие работы выполнялись и продолжаются в организациях научно-исследовательского профиля, в учреждениях высшего образования и науки, в частности, в Москве, в Национальном исследовательском университете (НИУ) "МЭИ", в Московском политехническом университете, в Нижнем Новгороде, Томске [6, 7]. Научно-исследовательские работы, рассматриваемые в статье, развивают исследования по гистерезисным электродвигателям и электроприводам на их

основе, в том числе для мотор-подшипников различного назначения, проведенные в НИУ "МЭИ" и в Московским политехническим университете [6].

ФОРМИРОВАНИЕ МЕТОДОЛОГИИ ДЛЯ РАСЧЕТА ПУСКОВОГО РЕЖИМА ГИСТЕРЕЗИСНОГО ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ЭНЕРГИИ КОНУСНОЙ КОНСТРУКЦИИ

При расчетно-теоретических исследованиях гистерезисного электродвигателя с конической конфигурацией рабочего воздушного зазора в первую очередь необходимо исследование пускового режима. Это обусловлено тем, что у гистерезисных электродвигателей, в том числе и рассматриваемой конструкции, именно магнитное состояние ротора в момент пуска определяет все последующие магнитные состояния ротора в процессе работы электродвигателя. Соответственно процессы в режиме пуска гистерезисного электродвигателя обусловливают все процессы, протекающие во всех дальнейших режимах его работы: асинхронном, синхронном без регулирования, синхронном с регулированием. Качество режима пуска определяет крутящий момент, требуемый для синхронизации вращения ротора и магнитного поля статора гистерезисного электродвигателя.

Для расчетно-теоретических исследований режима пуска гистерезисного электродвигателя с конической конфигурацией рабочего воздушного зазора использовано эквивалентное представление такого электродвигателя набором электродвигателей с малыми осевыми размерами и цилиндрической формой зазора [9, 10] и методология, созданная на основе этого подхода и сеточных методов. Исходными данными являются: параметры электропитания и нагрузки; геометрические размеры; обмоточные данные статора; параметры материалов статора и ротора. В соответствии с подходом и методологией при расчете электродвигателя рассматриваемой конструкции в пусковом режиме:

- 1) По указанным исходным данным вычисляются параметры, включая геометрические параметры, эквивалентных гистерезисных электродвигателей.
- 2) Осуществляются полные электромагнитные расчеты всех эквивалентных электродвигателей для всего диапазона дискретного варьирования индукции магнитного поля в их роторах от минимальных до максимальных возможных рабочих значений указанной индукции.

Совокупность таких расчетов позволяет вычислить активные и реактивные составляющие, а также результирующие значения электромагнитных параметров, являющихся базовыми для расчетно-

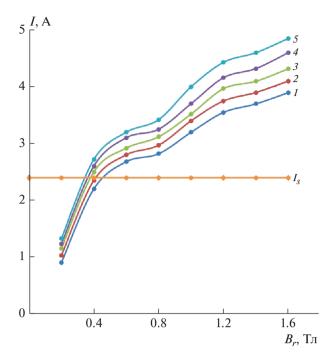


Рис. 1. Расчетные зависимости пусковых токов в обмотках статоров пяти (номера 1-5) эквивалентных электродвигателей в математической модели от рабочей индукции в роторах эквивалентных электродвигателей

теоретического анализа гистерезисного электродвигателя с конической конфигурацией рабочего воздушного зазора и приведенными в табл. 1.

3) Совокупность расчетов по п. 2 определяет дискретные функциональные зависимости базовых электромагнитных параметров:

$$\vec{I}_{s1} = \vec{I}_{s1}(B_r), \quad \vec{F}_{s1} = \vec{F}_{s1}(B_r),$$

$$\vec{E}_{\delta 1} = \vec{E}_{\delta 1}(B_r), \quad \phi_{s\delta FE1} = \phi_{s\delta FE1}(B_r);$$

$$\vec{I}_{s2} = \vec{I}_{s2}(B_r), \quad \vec{F}_{s2} = \vec{F}_{s2}(B_r),$$

$$\vec{E}_{\delta 2} = \vec{E}_{\delta 2}(B_r), \quad \phi_{s\delta FE2} = \phi_{s\delta FE2}(B_r);$$
...
$$\vec{I}_{sk} = \vec{I}_{sk}(B_r), \quad \vec{F}_{sk} = \vec{F}_{sk}(B_r),$$

$$\vec{E}_{\delta k} = \vec{E}_{\delta k}(B_r), \quad \phi_{s\delta FEk} = \phi_{s\delta FEk}(B_r);$$
...
$$\vec{I}_{sN} = \vec{I}_{sN}(B_r), \quad \vec{F}_{sN} = \vec{F}_{sN}(B_r),$$

$$\vec{E}_{\delta N} = \vec{E}_{\delta N}(B_r), \quad \phi_{s\delta FEN} = \phi_{s\delta FEN}(B_r).$$

$$\vec{E}_{\delta N} = \vec{E}_{\delta N}(B_r), \quad \phi_{s\delta FEN} = \phi_{s\delta FEN}(B_r).$$

Расчетные функциональные зависимости двух из базовых параметров эквивалентных гистерезисных электродвигателей: тока в обмотке статора и электродвижущей силы (ЭДС) намагничивающего контура, построенные для расчетно-теоретического анализа гистерезисного электродвигателя с конической конфигурацией рабочего воздушного зазора в пусковом режиме, показаны на рис. 1 и 2. Цифрами от 1 до 5 отмечена принадлежность к

Таблица 1. Параметры, базовые для расчетно-теоретического анализа пуска гистерезисного электродвигателя с конической конфигурацией рабочего воздушного зазора

№	Наименования параметров	Обозначения параметров	Принадлежность параметров	
1	Количество эквивалентных гистерезисных преобразователей малой длины в математической модели гистерезисного электромеханического преобразователя конусной конструкции	N	Математическая модель	
2	Порядковый номер эквивалентного гистерезисного преобразователя малой длины в математической модели	k = 1, 2,, N	Математическая модель	
3	Активная составляющая магнитодвижущей силы (МДС)	F_{rak}	Роторы	
4	Реактивная составляющая МДС	$F_{r\mu k}$	Роторы	
5	Результирующая МДС	\vec{F}_{rk}	Роторы	
6	Активная составляющая МДС	$F_{\delta ak}$	Намагничивающие контуры	
7	Реактивная составляющая МДС	$F_{\delta\mu k}$	Намагничивающие контуры	
8	Результирующая МДС	$\vec{F}_{\delta k}$	Намагничивающие контуры	
9	Электродвижущие силы	$\vec{E}_{\delta k}$	Намагничивающие контуры	
10	Активная составляющая МДС	F_{sak}	Обмотки статоров	
11	Реактивная составляющая МДС	$F_{s\mu k}$	Обмотки статоров	
12	Результирующая МДС	\vec{F}_{sk}	Обмотки статоров	
13	Активная составляющая тока	I_{sak}	Обмотки статоров	
14	Реактивная составляющая тока	$I_{s\mu k}$	Обмотки статоров	
15	Результирующий ток	\vec{I}_{sk}	Обмотки статоров	
16	Электрические углы между электродвижущими силами намагничивающих контуров каждого из составных преобразователей и вектором результирующей магнитодвижущей силы (тока) в обмотке статора преобразователя конусной конструкции	$\varphi_{s\delta FEk}$	Намагничивающие контуры, обмотки статоров	
17	Индукция магнитного поля в гистерезисном слое ротора k -го эквивалентного гистерезисного преобразователя малой длины в математической модели	B_{r1}	Гистерезисные слои роторов	

соответствующим эквивалентным гистерезисным электродвигателям, для пяти из которых приведены эти зависимости. Зависимости рассчитаны в результате расчетно-теоретических исследований гистерезисного электродвигателя с конической конфигурацией рабочего воздушного зазора при конусности 9%.

4) Формируются дискретные зависимости базовых параметров эквивалентных гистерезисных электродвигателей (табл. 1) в функции тока в обмотке статора гистерезисного электродвигателя с конической конфигурацией рабочего воздушного зазора \vec{I}_s для всех возможных рабочих значений тока:

$$B_{r1} = B_{r1}(\vec{I}_{s}), \quad \vec{F}_{s1} = \vec{F}_{s1}(\vec{I}_{s}), \quad \varphi_{s\delta FE1} = \varphi_{s\delta FE1}(\vec{I}_{s});
B_{r2} = B_{r2}(\vec{I}_{s}), \quad \vec{F}_{s2} = \vec{F}_{s2}(\vec{I}_{s}), \quad \varphi_{s\delta FE2} = \varphi_{s\delta FE2}(\vec{I}_{s});
...
$$B_{rk} = B_{rk}(\vec{I}_{s}), \quad \vec{F}_{sk} = \vec{F}_{sk}(\vec{I}_{s}), \quad \varphi_{s\delta FEk} = \varphi_{s\delta FEk}(\vec{I}_{s});
...
$$B_{rN} = B_{rN}(\vec{I}_{s}), \quad \vec{F}_{sN} = \vec{F}_{sN}(\vec{I}_{s}), \quad \varphi_{s\delta FEN} = \varphi_{s\delta FEN}(\vec{I}_{s}).$$
(2)$$$$

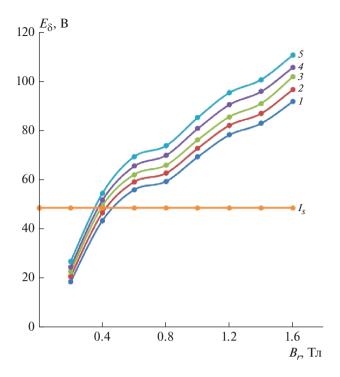


Рис. 2. Расчетные зависимости пусковых ЭДС пяти (номера 1-5) эквивалентных электродвигателей в математической модели от рабочей индукции в роторах эквивалентных электродвигателей.

5) Дискретные функциональные зависимости (2) преобразуются в соответствующие непрерывные функции посредством интерполяции, предложенной авторами на основе известного метода наименьших квадратов [11]. Предложенная интерполяция позволяет однозначно связать электромагнитные параметры эквивалентных электродвигателей с параметрами моделируемого электродвигателя. Авторы установили, что указанную интерполяцию наиболее целесообразно проводить кубическими параболами:

$$P(I_s) = a_0 + a_1 I_s + a_2 I_s^2 + a_3 I_s^3.$$
 (3)

Это обусловлено тем, что зависимости, для которых проводится интерполяция, во-первых, не имеют локальных и частных экстремумов и перегибов, а также незначительно отклоняются по нормалям в опорных точках. С другой стороны, квадратные параболы обеспечивают меньшую точность интерполяции по сравнению с кубическими параболами. Вместе с тем, функции для интерполяции, имеющие степени выше третьей, менее устойчивые.

6) Вычисляются параметры и характеристики гистерезисного электродвигателя с конической конфигурацией рабочего воздушного зазора посредством использования интерполяционных

функций (3) и итерационного численного решения нелинейного уравнения следующего вида:

$$|U_{s3} - U_{s}(I_{s})| \le \Delta U. \tag{4}$$

Здесь U_{s3} — требуемый уровень напряжения электропитания гистерезисного электродвигателя; $U_s\left(I_s\right)$ — нелинейная функциональная зависимость напряжения электропитания гистерезисного электродвигателя от тока в обмотке его статора; ΔU — требуемая точность решения уравнения.

7) Рассчитываются, на основе решения нелинейного уравнения (4) с применением функциональных зависимостей (1) и (2) и интерполяционных функций (3), параметры и характеристики эквивалентных гистерезисных электродвигателей в математической модели и моделируемого гистерезисного электродвигателя с конической конфигурацией рабочего воздушного зазора.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Преимущества гистерезисных электродвигателей с конической конфигурацией рабочего воздушного зазора связаны с обеспечением решения средствами электропривода задач высоких частот вращения, трения, сопровождающих трение при реализации химических, биологических технологий, качества опор, газодинамических и электродинамических задач. Недостатки обусловлены сложностью протекающих электромагнитных процессов, требующих исследований в области магнитного поля.

При расчетно-теоретических исследованиях гистерезисного электродвигателя с конической конфигурацией рабочего воздушного зазора в первую очередь необходимо исследование пускового режима. Это обусловлено тем, что у гистерезисных электродвигателей, в том числе и рассматриваемой конструкции, именно магнитное состояние ротора в момент пуска определяет все последующие магнитные состояния ротора в процессе работы.

Интерполяцию дискретных функциональных зависимостей базовых параметров эквивалентных электродвигателей для преобразования в непрерывные функции и однозначной связи параметров эквивалентных двигателей с параметрами электродвигателя с конической конфигурацией рабочего воздушного зазора, лучше всего проводить кубическими параболами.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Galluzzi R., Amati N., Tonoli A. // IEEE Trans. Ind. Electron. 2020. V. 67. No. 2. P. 1171.

- Zhou L., Gruber W., Trumper D.L. // IEEE Trans. Ind. Appl. 2018. V. 54. No. 4. P. 3197.
- 3. *Zhou L., Gruber W., Trumper D.L.* // Proc. IEEE Int. Electr. Mach. Drives Conf. (IEMDC). 2017. P. 1.
- 4. *Darabi A., Tahanian H., Amani S. et al.* // IEEE Trans. Ind. Electron. 2017. V. 64. No. 6. P. 4642.
- 5. Делекторский Б.А., Тарасов В.Н. Управляемый гистерезисный привод. М.: Энергоатомиздат, 1983. 128 с.
- 6. *Тарасов В.Н., Останин С.Ю.* // Докл. IX Междунар. выст.-конгр. "Высок. технол. Инновации. Инвестиции" (Санкт-Петербург, 2004). С. 127.

- 7. *Шнайдер А.Г., Пчелин И.К.* Динамика мотор-подшипников. М.: Наука, 2007. 276 с.
- Останин С.Ю., Зубарев М.С., Миляев И.М. и др. // Мат. XXVII Междунар. конф. "Электромагн. поле и материалы" (Фунд. физ. иссл.): (Москва, 2019). С. 438.
- Крон Г. Тензорный анализ сетей. М.: Сов. радио, 1978. 720 с.
- 10. Никаноров В.Б., Останин С.Ю., Шмелева Г.А. // Электротехника. 2002. № 9. С. 5.
- 11. *Бахвалов Н.С., Жидков Н.П., Кобельков Г.М.* Численные методы. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2008. 636 с.

Investigation of the initial state and starting mode of a hysteretic electromechanical energy converter of a conical structure

I. M. Milyaev^a, S. Y. Ostanin^{b, *}, N. S. Zubarev^b, T. S. Latypov^b, Cui Shumei^c, Wei Guo^c, Shaopeng Wu^c

^aInstitute of Metallurgy and Material Science, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia

^bNational Research University "MPEI", Moscow, 111250 Russia

^cHarbin Institute of Technology, Harbin, 150001 China

*e-mail: OstaninSY@mpei.ru

We studied the physical processes in magnetic circuits of hysteretic electromechanical energy converters of a conical structure. The methodology for the electromagnetic calculation of the starting mode of such an energy converter was developed. Proposals are being worked out on the application of the results obtained in the design of hysteretic converters of a conical structure.

УЛК 537.62:621.31

ОСОБЕННОСТИ И ПОДХОД К РАСЧЕТУ СИНХРОННОГО РЕЖИМА ГИСТЕРЕЗИСНОГО ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ЭНЕРГИИ КОНУСНОЙ КОНСТРУКЦИИ

© 2021 г. В. Б. Никаноров¹, С. Ю. Останин^{2, *}, И. М. Миляев³, Н. С. Зубарев², Т. С. Латыпов², Цуй Шумэй⁴, Вэй Го⁴, Шаопен Ву⁴

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Московский политехнический университет", Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Национальный исследовательский университет "МЭИ", Москва, Россия

 3 Φ едеральное государственное бюджетное учреждение науки

"Институт металлургии и материаловедения имени А.А. Байкова" Российской академии наук, Москва, Россия ⁴Харбинский политехнический университет, Харбин, Китай

*E-mail: OstaninSY@mpei.ru
Поступила в редакцию 21.06.2021 г.
После доработки 05.07.2021 г.

Принята к публикации 28.07.2021 г.

Исследованы физические процессы в магнитных цепях гистерезисных электромеханических преобразователей энергии конусной конструкции, включая магнитные цепи их роторов. Разработана методология для электромагнитного расчета синхронного режима такого типа преобразователя энергии. Сформулированы предложения по применению полученных результатов при проектировании приборов.

DOI: 10.31857/S0367676521110259

ВВЕДЕНИЕ

Гистерезисные электромеханические преобразователи энергии, в том числе конусной конструкции [1-7], наиболее часто используются в синхронном режиме. Практическая важность синхронного режима преобразователя, в частности, в режиме гистерезисного электродвигателя, обусловлена тем, что многие современные и новые технологические и производственные процессы объективно требуют режима электрического синхронного вала [1-7]. Гистерезисный электродвигатель без каких-либо пусковых устройств и систем обеспечивает разгон до синхронного режима нагрузки с любым значением момента инерции при условии, что вращательный момент, создаваемый им, превосходит момент сопротивления нагрузки на его валу.

Для моделирования и исследования синхронного режима гистерезисного электродвигателя конусной конструкции целесообразен сеточный метод [8, 9] с сеткой в осевом направлении. В этом случае для моделирования электродвигателя с любой степенью конусности достаточно иметь адекватную модель электродвигателя цилиндрической конструкции, которая к настоящему времени разра-

ботана авторами статьи и детально апробирована. На практике для выбора наилучшей сетки оптимальным является использование сочетания "сгущения" адаптивной сетки, инженерного анализа и статистических данных.

Исследование эффекта от сгущения сетки целесообразно проверять на основе статистической обработки информации и сравнительного анализа сеток различных размеров. Практически удобно предварительно выбирать достаточно грубую исходную сетку, а затем увеличивать ее густоту с учетом погрешности геометрической дискретизации магнитной цепи электродвигателя. Для того чтобы сделать сетку более плотной, целесообразно применять метод дробления адаптивной сетки или инженерные средства оценки.

ОСОБЕННОСТИ МОДЕЛИРОВАНИЯ И РАСЧЕТА СИНХРОННОГО РЕЖИМА ГИСТЕРЕЗИСНОГО ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ЭНЕРГИИ КОНУСНОЙ КОНСТРУКЦИИ

При математическом моделировании и расчетно-теоретических исследованиях гистерезис-

Таблица 1. Основные группы параметров — исходных данных для электромагнитного расчета синхронного режима гистерезисного электродвигателя конусной конструкции

No	Группа данных	Принадлежность данных	Примеры	
1	Параметры электропитания пре- образователя	Электрическая подсистема	Цепь электропитания статора	
2	Параметры механической нагрузки на валу преобразователя	Механическая подсистема	Механическая нагрузка на валу	
3	Геометрические размеры	Статор, рабочий воздушный зазор, ротор	Радиальные и осевые размеры	
4	Обмоточные данные статора	Статор	Параметры обмотки статора	
5	Параметры и характеристики материалов	Статор: магнитопроводы, электрические проводники, изоляция проводников, пазов, слоев обмотки, немагнитные клинья; ротор: активная часть — гистерезисный слой, конструкционная переходная втулка, вал	Кривые намагничивания, удельная магнитная энергия, удельные магнитные потери ферромагнитных материалов; удельное электрическое сопротивление проводников; параметры и свойства изоляционных материалов	
6	Совокупность числовых данных, отражающих все предыдущие магнитные состояния ротора преобразователя, начиная с первичного намагничивания ротора при пуске	Ротор	Геометрические координаты траекторий перемагничивания точек гистерезисного слоя по частным циклам гистерезиса, ответвляющимся от начального цикла гистерезиса	
7	Совокупность числовых данных, отражающих значения параметров всех предыдущих режимов работы преобразователя	Статор, рабочий воздушный зазор, ротор	Параметры асинхронного режима при фиксированном скольжении ротора относительно магнитного поля статора	

ного электродвигателя конусной конструкции в синхронном режиме он в модели заменяется совокупностью эквивалентных электродвигателей меньшей длины с цилиндрическими роторами, имеющих общий вал и последовательно соединенные обмотки статоров. Эквивалентных элек-

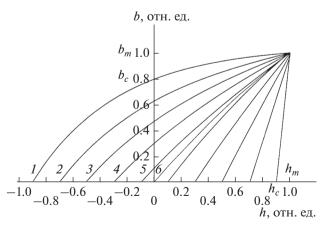


Рис. 1. Результаты аналитического расчета семейства промежуточных циклов распределения.

тродвигателей выбирается столько, чтобы можно было пренебречь конусностью каждого из этих электродвигателей. Исходными данными для расчета синхронного режима гистерезисного электродвигателя исследуемой конструкции являются группы параметров, приведенные в табл. 1.

Принципиальные отличительные особенности методологии и алгоритма для расчета синхронного режима гистерезисного электродвигателя конусной конструкции связаны с тем, что во всех режимах, кроме пускового, магнитное состояние ротора характеризуется промежуточными циклами распределения (рис. 1). Эти циклы образуются как траектории перемагничивания точек ротора по частным циклам, ответвляющимся от начального цикла гистерезиса. Промежуточные циклы распределения характеризуются следующим:

- они имеют форму, близкую к форме начального цикла, но отличающуюся степенью сжатия, определяемой размерами частных циклов;
- их ширина изменяется от ширины начального цикла до величины, стремящейся к нулю, когда площадь цикла также стремится к нулю;

• при идеальном, то есть совершенно симметричном по фазам и синусоидальном, напряжении электропитания электродвигателя максимальные значения индукции и напряженности магнитного поля начального и промежуточного циклов распределения ротора электродвигателя равны.

Точки начального цикла гистерезиса, расположенные в области положительных значений индукции магнитного поля, имеют следующие координаты (координаты точек, расположенных в области отрицательных значений индукции, симметричны относительно горизонтальной оси — оси напряженности магнитного поля — с поворотом на 180 градусов):

$$(B_{\text{ниг13}}, H_{\text{ниг13}}), (B_{\text{ниг12}}, H_{\text{ниг12}}), \\ (B_{\text{ниг13}}, H_{\text{ниг13}}), \dots, (B_{\text{ниг}I_{n_{1}}}, H_{\text{ниг}I_{k_{1}}}), \dots, \\ (B_{\text{ниг}In_{1}-1}, H_{\text{ниг}In_{1}-1}), (B_{r\text{ниг}}, 0), \\ (B_{r\text{ниг}}, 0), (B_{\text{ниг}II2}, H_{\text{ниг}II2}), \\ (B_{\text{ниг}II3}, H_{\text{ниг}II3}), \dots, (B_{\text{ниг}IIk_{II}}, H_{\text{ниг}IIk_{II}}), \dots, \\ (B_{\text{ниг}IIn_{II}-1}, H_{\text{ниг}IIn_{II}-1}), (0, H_{c\text{ниг}}).$$

$$(1)$$

Здесь $B_{mнцг}$, $H_{mнцг}$ — максимальные значения индукции и напряженности магнитного поля начального цикла гистерезиса; $B_{\text{нцг}lk_{\text{I}}}$, $H_{\text{нцг}lk_{\text{I}}}$ — текущие значения индукции и напряженности магнитного поля в k_{I} -й точке начального цикла гистерезиса в первой (индекс "I") координатной четверти (в первом квадранте), $k_{\text{I}} = 1, 2, ..., n_{\text{I}}$; $B_{r\text{нцг}}$ — остаточная индукция начального цикла гистерезиса; $B_{\text{нцг}lk_{\text{II}}}$, $H_{\text{нцг}lk_{\text{II}}}$ — текущие значения индукции и напряженности магнитного поля в k_{II} -й точке начального цикла гистерезиса во второй (индекс "II") координатной четверти (во втором квадранте), $k_{\text{II}} = 1, 2, ..., n_{\text{II}}$; $H_{\text{снцг}}$ — коэрцитивная сила начального цикла.

Точки каждого промежуточного цикла распределения, расположенные в области положитель-

ных значений индукции магнитного поля, имеют следующие координаты (координаты точек в области отрицательных значений индукции магнитного поля, симметричны относительно горизонтальной оси — оси напряженности магнитного поля — с поворотом на 180 градусов):

$$(B_{\text{mnup}i}, H_{\text{nnup}i}), \quad (B_{\text{nup}i12}, H_{\text{nup}i12}), \\ (B_{\text{nup}i13}, H_{\text{nup}i13}), \quad \dots, \quad (B_{\text{nup}ilk_1}, H_{\text{nup}ilk_1}), \quad \dots, \\ (B_{\text{nup}iln_1-1}, H_{\text{nup}iln_1-1}), \quad \dots, \quad (B_{\text{rnup}i}, 0), \\ (B_{\text{rnup}i}, 0), (B_{\text{nup}iI12}, H_{\text{nup}iI12}), \\ (B_{\text{nup}iI13}, H_{\text{nup}iI13}), \quad \dots, \quad (B_{\text{nup}iI1k_{11}}, H_{\text{nup}iI1k_{11}}), \dots, \\ (B_{\text{nup}iIn_{11}-1}, H_{\text{nup}iIln_{11}-1}), \quad (0, H_{cnupi}).$$

Здесь $B_{\text{mпир}i}$, $H_{\text{mпир}i}$ — максимальные значения индукции и напряженности магнитного поля i-го промежуточного цикла распределения; $B_{\text{пир}ilk_{\text{I}}}$, $H_{\text{пир}ilk_{\text{I}}}$ — текущие значения индукции и напряженности магнитного поля в k_{I} -й точке i-го промежуточного цикла распределения в первой (индекс "I") координатной четверти (в первом квадранте), $i=1,2,...,l,k_{\text{I}}=1,2,...,n_{\text{I}};$ $B_{\text{гпир}i}$ — остаточная индукция i-го промежуточного цикла распределения; $B_{\text{пир}ilk_{\text{II}}}$, $H_{\text{пир}ilk_{\text{II}}}$ — текущие значения индукции и напряженности магнитного поля в k_{II} -й точке i-го промежуточного цикла распределения во второй (индекс "II") координатной четверти (во втором квадранте); $k_{\text{II}}=1,2,...,n_{\text{II}};$ $H_{\text{спир}i}$ — коэрцитивная сила i-го промежуточного цикла распределения.

Точки безгистерезисной кривой намагничивания, расположенные в области положительных значений индукции магнитного поля, имеют следующие координаты (координаты точек в области отрицательных значений индукции, симметричны относительно горизонтальной оси — оси напряженности магнитного поля — с поворотом на 180 градусов):

$$(B_{\text{mfrkh}}, H_{\text{mfrkh}}), (B_{\text{frkhl2}}, H_{\text{frkhl2}}), \\ (B_{\text{nfrkh13}}, H_{\text{frkh13}}), ..., (B_{\text{frkhl}k_{1}}, H_{\text{frkhl}k_{1}}), ..., \\ (B_{\text{frkhl}n_{1}-1}, H_{\text{frkhl}n_{1}-1}), ..., (B_{\text{rfrkh}} \to 0, 0), (0, H_{\text{cfrkh}} \to 0).$$

$$(3)$$

Здесь $B_{\text{mбгкн}}, H_{\text{mбгкн}}$ — значения индукции и напряженности магнитного поля безгистерезисной кривой намагничивания в точке ее пересечения со статической кривой намагничивания, являющейся совокупностью геометрических мест вершин основных начальных циклов гистерезиса; $B_{\text{бгкн}Ik_1}, H_{\text{бгкн}Ik_1}$ — текущие значения индукции и напряженности магнитного поля в k_{I} -й точке безгистерезисной кривой намагничивания в первой (индекс "I") координатной четверти (в первом

квадранте), $k_{\rm I}=1,2,...,n_{\rm I};$ $B_{\rm rбrкh}\to 0$ — остаточная индукция безгистерезисной кривой намагничивания; $H_{\rm rбrkh}\to 0$ — коэрцитивная сила безгистерезисной кривой намагничивания.

После расчетно-аналитического построения всего семейства промежуточных циклов распределения (рис. 1) возможны электромагнитные расчеты всех составных эквивалентных электродвигателей в синхронном режиме с вычислением активных и реактивных составляющих и резуль-

Таблица 2. Основные электромагнитные параметры, требуемые для моделирования, расчета и теоретического исследования синхронного режима гистерезисного электродвигателя с конусным ротором

No	Наименование параметра	Обозначение параметра	Единица измерения
1	Активная составляющая МДС ротора	$F_{rak\mathrm{син}}$	A
2	Реактивная составляющая МДС ротора	$F_{r\mu k { m cин}}$	A
3	Результирующий вектор МДС ротора	$F_{rk\mathrm{cuh}}$	A
4	Активная составляющая МДС намагничивающего контура	$F_{\delta a k \text{син}}$	A
5	Реактивная составляющая МДС намагничивающего контура	$F_{\delta\muk\mathrm{син}}$	A
6	Результирующий вектор МДС намагничивающего контура	$\vec{F}_{\delta k \mathrm{cuh}}$	A
7	Вектор ЭДС намагничивающего контура	$ec{E}_{\deltak{ m cuh}}$	В
8	Активная составляющая МДС обмотки статора	$F_{sak\mathrm{cuh}}$	A
9	Реактивная составляющая МДС обмотки статора	$F_{s\muk\mathrm{син}}$	A
10	Результирующий вектор МДС обмотки статора	$\vec{F}_{sk ext{cuh}}$	A
11	Активная составляющая тока в обмотке статора	$I_{sak\mathrm{cuh}}$	A
12	Реактивная составляющая тока в обмотке статора	$I_{s\muk\mathrm{син}}$	A
13	Результирующий вектор тока в обмотке статора	$\vec{I}_{sk ext{cuh}}$	A
14	Электрические углы между ЭДС намагничивающих контуров каждого из составных преобразователей и вектором результирующей МДС (тока) в обмотке статора преобразователя конусной конструкции	ФѕбҒЕк син	Рад

тирующих величин основных электромагнитных параметров, приведенных в табл. 2. Это обеспечивает расчет синхронного режима гистерезисного электродвигателя энергии с конусным ротором. Таким образом, для моделирования и исследования синхронного режима такого электродвигателя необходимо решение двух принципиальных задач. Во-первых, построение всего семейства промежуточных циклов распределения для ротора электродвигателя. Во-вторых, адаптивное применение сеточного метода в осевом направлении с использованием статистического анализа.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Принципиальные отличительные особенности методологии и алгоритма для расчета синхронного режима гистерезисного электромеханического преобразователя энергии конусной конструкции состоят в расчете процессов перемагничивания ротора преобразователя. Эти отличия связаны с тем, что во всех режимах работы преобразователя магнитное состояние ротора характеризуется промежуточными циклами распределения магнитного поля.

Для моделирования и исследования синхронного режима гистерезисного электромеханического преобразователя энергии целесообразен сеточный метод с сеткой в осевом направлении. На практике для выбора наилучшей сетки оптимальным является использование сочетание "сгущения" адаптивной сетки, инженерного анализа и статистических данных. Эффективность сеточного моделирования целесообразно проверять на основе статистической обработки расчетных данных и сравнительного анализа сеток различных размеров.

Разработанный подход к расчетно-теоретическим исследованиям и математическому моделированию гистерезисного электромеханического преобразователя энергии конусной конструкции обеспечивает учет выявленных особенностей и электромагнитный расчет синхронного режима его работы с учетом перемагничивания точек ротора по частным циклам гистерезиса.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Делекторский Б.А., Тарасов В.Н. Управляемый гистерезисный привод. М.: Энергоатомиздат, 1983. 128 с.
- Кавалерова Л.А., Миляев И.М., Михеев Н.И. // Приб. и сист. упр. 1976. № 6. С. 48.
- 3. *Тарасов В. Н., Останин С. Ю.* // Докл. IX Междунар. выст.-конгр. "Высокие технологии. Инновации. Инвестиции" (Санкт-Петербург, 2004). С. 127.
- Gao X., Sun B. // Proc. IEEE 8th Int. Conf. CYBER Technol. Autom. Control Intell. Syst. (Harbin, 2018). P. 1563.
- Kim H.S., Hong S., Han J.H. et al. // Proc. 21st Int. Conf. Electr. Mach. Syst. (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. Industr. Electron. 2016. V. 63. No. 3. P. 1684.
- 8. *Никаноров В.Б., Останин С.Ю., Шмелева Г.А.* // Электротехника. 2002. № 9. С. 5.
- 9. *Бахвалов Н.С., Жидков Н.П., Кобельков Г.М.* Численные методы. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний. 2008. 636 с.

Features and approach to the calculation of the synchronous mode of a hysteretic electromechanical energy converter of a conical structure

V. B. Nikanorov^a, S. Y. Ostanin^{b, *}, I. M. Milyaev^c, N. S. Zubarev^b, T. S. Latypov^b, Cui Shumei^d, Wei Guo^d, Shaopeng Wu^d

^aMoscow Polytechnic University, Moscow, 107023 Russia
^bNational Research University "MPEI", Moscow, 111250 Russia
^cInstitute of Metallurgy and Material Science, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia
^dHarbin Institute of Technology, Harbin, 150001 China
*e-mail: OstaninSY@mpei.ru

We study 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.

УЛК 621.319+621.3.064

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В КАТУШКЕ-КОНДЕНСАТОРЕ ПРИ ПОДКЛЮЧЕНИИ К ИСТОЧНИКУ СИНУСОИДАЛЬНОГО НАПРЯЖЕНИЯ

© 2021 г. П. А. Бутырин^{1, *}, Г. Г. Гусев¹, Ф. Н. Шакирзянов¹, Л. В. Михеев^{1, 2}, А. А. Кваснюк¹, М. В. Карпунина^{1, 2}

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Национальный исследовательский университет "МЭИ", Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана (национальный исследовательский университет)", Москва, Россия

> *E-mail: ButyrinPA@mpei.ru Поступила в редакцию 21.06.2021 г. После доработки 05.07.2021 г. Принята к публикации 28.07.2021 г.

Представлены результаты теоретического и экспериментального исследования переходных процессов в катушке-конденсаторе (катконе) при его подключении к источнику синусоидального напряжения. Показано, что переходные процессы в этом случае протекают так же, как и в *RLC*-цепи с сосредоточенными параметрами, т.е. возможны резонансный режим, режимы биений, сверхнапряжений и сверхтоков.

DOI: 10.31857/S0367676521110089

ВВЕДЕНИЕ

Катушка-конденсатор (каткон) является пассивным элементом электрической цепи, обладающим одновременно индуктивными, емкостными и резистивными свойствами [1, 2]. В общем случае для создания каткона используют два длинных проводника, которые изолируются друг от друга слоем диэлектрика. Однако в отличие от обычного конденсатора источник переменного напряжения подсоединяют к началу первого проводника и к концу второго проводника (входные выводы), вследствие чего в них возникают токи проводимости, а в диэлектрике – токи смещения [3]. К выходным выводам каткона (начало второго проводника и конец первого проводника) может быть подключена произвольная нагрузка, либо они могут оставаться разомкнутыми (режим холостого хода) или замкнутыми (режим короткого замыкания).

При практической реализации каткона его выполняют в виде бифилярной катушки [4, 5], проводники которой не имеют электрической связи и изолированы друг от друга диэлектриком, и располагают на магнитопроводе с немагнитным зазором для настройки его характеристик (например, резонансных частот) [6]. Применение такой конфигурации позволяет создавать различные устройства с улучшенными массогабаритными и энергетиче-

скими показателями для радиоэлектроники, электротехники и электроэнергетики [7].

Электромагнитные процессы в катконе в стационарных режимах экспериментально и теоретически достаточно хорошо изучены [3, 6–11], поэтому актуальным предметом дальнейших исследований является анализ поведения каткона в нестационарных режимах. В этой связи в работе ставится задача экспериментального исследования переходных режимов работы каткона при его подключении к источнику синусоидального напряжения. Решение данной задачи позволит изучить свойства данного элемента и оценить корректность предложенной в [7] математической модели каткона.

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

В рамках экспериментального исследования рассматриваются процессы подключения и отключения каткона от источника синусоидального напряжения при различных амплитудах, частотах и начальных фазах. Для этого используется лабораторный комплекс, включающий:

• генератор синусоидального напряжения с регулируемыми амплитудой E_m и частотой f с внутренним сопротивлением, близким к нулю (Γ);

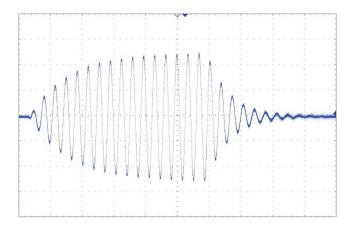


Рис. 1. Экспериментальная осциллограмма переходного напряжения u(t) на добавочном резисторе при $\omega = \omega_{\text{CB}}$ (масштаб: OY – 500 мВ/дел.; OX – 200 мкс/дел.).

- электронный ключ с управляемым моментом коммутации для регулирования начальной фазы у синусоидального напряжения (ЭК);
 - добавочный резистор ($R = 50 \, \text{Om}$);
 - балластный резистор ($R_6 = 100 \text{ Om}$);
- физическая модель каткона (в режиме холостого хода) с эквивалентными сосредоточенными параметрами: $L_{\text{экв}} = 16 \text{ мГн}$; $C_{\text{экв}} \approx 8 \text{ нФ}$; $R_{\text{экв}} = 28.8 \text{ Ом}$; $G_{\text{экв}} \approx 0$ (определены в соответствии с [8]);
- запоминающий цифровой осциллограф (ОСЦ).

При включении ЭК образуется колебательный контур, состоящий из генератора, добавочного резистора R и физической модели каткона. Балластный резистор R_6 подключен параллельно к генератору и не оказывает качественного влияния на процессы в катконе. По достижению установившегося режима происходит размыкание ЭК, отключение генератора от пассивной цепи и возникает затухающий переходный процесс в колебательном контуре, состоящем из добавочного резистора R, физической модели каткона и балластного резистора R_6 , который используется для защиты ЭК.

ОСЦ подключается к добавочному резистору R и фиксирует кривую напряжению u(t) на нем, что позволяет оценивать характер изменения переходного тока i(t) = u(t)/R на входе физической модели каткона.

В общем случае каткон представляется электрической цепью с распределенными параметрами и математически описывается системой сложных волновых уравнений [3, 7]. Гипотеза исследования состоит в том, что данный элемент в режиме холостого хода с учетом разложения гиперболических функций в ряд Маклорена [3] может быть представлен относительно входных выводов

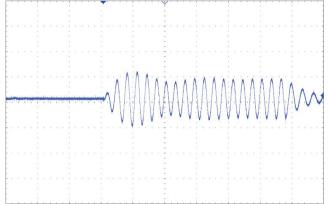


Рис. 2. Экспериментальная осциллограмма переходного напряжения u(t) на добавочном резисторе при $\omega \approx \omega_{\rm CB} \ (\omega > \omega_{\rm CB})$ (масштаб: $OY - 500 \ {\rm MB/дел.}; \ OX - 200 \ {\rm MKC/дел.}).$

простой синтезированной схемой замещения с эквивалентными сосредоточенными параметрами ($L_{\text{экв}}$; $C_{\text{экв}}$; $R_{\text{экв}}$; $G_{\text{экв}}$) [7]. В этом случае ему должны быть присущи такие же качественные особенности, как и простейшей RLC-цепи.

В этой связи в работе наблюдаются переходные процессы при следующих соотношениях частот установившихся ($\omega=2\pi f$) и свободных ($\omega_{\text{св}}==2\pi f_{\text{св}}$) колебаний: $f=15.7~\text{к}\Gamma\text{ц}=f_{\text{св}}; f=14.1~\text{к}\Gamma\text{ц}\approx f_{\text{св}}; f=39~\text{к}\Gamma\text{ц}\gg f_{\text{св}}; f=4.9~\text{к}\Gamma\text{ц}\ll f_{\text{св}}$.

Таким образом, для всех рассматриваемых случаев общее аналитическое решение для переходного тока на входе каткона при подключении источника синусоидального напряжения будет иметь следующий вид:

$$i(t) = I_{mycT} \sin(\omega t + \psi - \varphi) + Ae^{-\alpha t} \sin(\omega_{cR} t + \psi_A), A,$$
(1)

где $I_{m\, \rm yct}$ (A) — амплитудное значение тока в установившемся режиме; ψ (°) — начальная фаза напряжения источника; φ (°) — начальная фаза аргумента комплексного сопротивления контура на частоте ω ; $\alpha \pm j\omega_{\rm cb}$ — корни характеристического уравнения; A, ψ_A — постоянные интегрирования.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1-4 представлены экспериментальные осциллограммы переходного напряжения u(t) на добавочном резисторе R при включении и отключении генератора Γ при следующих мгновенных значениях напряжения источника:

- puc. 1: $e(t) = 2.3\sin(88605t 90^\circ)$ B;
- puc. 2: $e(t) = 2.3\sin(98646t)$ B;
- puc. 3: $e(t) = 5\sin(245044t + 80^\circ)$ B;
- рис. 4: $e(t) = 2.8\sin(30788t 90^\circ)$ B.

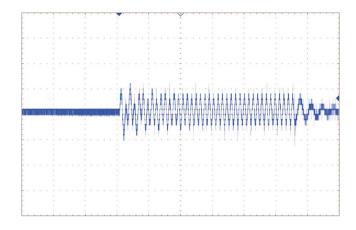


Рис. 3. Экспериментальная осциллограмма переходного напряжения u(t) на добавочном резисторе при $\omega \gg \omega_{\rm cB}$ (масштаб: OY-100 мВ/дел.; OX-200 мкс/дел.).

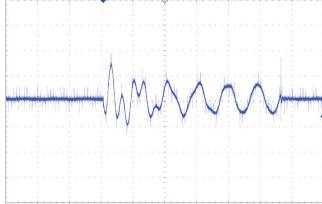


Рис. 4. Экспериментальная осциллограмма переходного напряжения u(t) на добавочном резисторе при $\omega \ll \omega_{\rm cr}$ (масштаб: OY - 100 мВ/дел.; OX - 200 мкс/дел.).

При включении каткона на источник синусоидального напряжения для переходного тока i(t) с учетом приведенных ранее эквивалентных сосредоточенных параметров физической модели каткона в соответствии с (1) были получены следующие решения:

- puc. 1 $(f = f_{cB})$: $i(t) = 26.7\sin(88605t 88^\circ) + 28.7e^{-2466t}\sin(88604t + 93^\circ)$ mA;
- рис. 2 ($f \approx f_{cr}$): $i(t) = 7.2\sin(98646t 76^\circ) + 7.2e^{-2466t}\sin(88604t + 105^\circ)$ мА;
- рис. 3 ($f \gg f_{cB}$): $i(t) = 1.45\sin(245044t + 9^\circ) + 0.57e^{-2466t}\sin(88604t 158^\circ)$ мА;
- рис. 4 ($f \ll f_{cr}$): $i(t) = 0.79\sin(30788t) + 2.27e^{-2466t}\sin(88604t)$ мА.

Результаты эксперимента и полученного теоретического решения для первого случая (рис. 1) свидетельствуют о том, что в цепи наблюдается переходной процесс в режиме резонанса ($\omega = \omega_{\rm cB} = 88\,604$ рад/с; $I_{\rm mycr} \approx A$).

Во втором случае (рис. 2) наблюдается режим биений, что соответствует полученному теоретическому решению ($I_{mvct} = A = 7.2 \text{ мA}$).

Третий случай (рис. 3) характеризуется возникновением режима сверхнапряжений. Однако для его иллюстрации экспериментально не может быть отдельно получена кривая напряжения на емкостном элементе, так как каткон не является дискретным элементом, но его необходимо учитывать при оценке электрической прочности изоляции каткона. При этом в опыте наблюдается незначительное превышение максимального значения переходного тока над амплитудным значения тока в установившемся режиме (~1.5 раза), что также является особенностью этого режима.

В четвертом случае (рис. 4) наблюдается режим сверхтоков, характерным признаком которого является превышение максимального значения переходного тока над амплитудным значением тока в установившемся режиме (более чем в 2 раза), а также равенство начальной фазы напряжения источ-

ника и аргумента комплексного сопротивления контура ($\psi - \phi = 0$).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые экспериментально исследованы и теоретически описаны переходные процессы при воздействии источника синусоидального напряжения на катушку-конденсатор при различных частотах источника. Полученные экспериментальные осциллограммы для всех случаев имеют вид, характерный для режимов резонанса, биений, сверхтоков и сверхнапряжений в *RLC*-цепи при ее подключении к источнику синусоидального напряжения. Таким образом, переходные процессы в цепи с катконом принципиально не отличаются от переходных процессов в обычной цепи второго порядка с сосредоточенными параметрами за исключением условий наблюдения (отсутствует возможность экспериментального наблюдения напряжений на дискретных элементах).

Подтверждена адекватность и корректность математической модели каткона для анализа переходных процессов, которая предполагает применение синтезированной схемы замещения с эквивалентными сосредоточенными параметрами. Расчет нестационарных режимов может осуществляться на основе любых известных методов, ис-

пользуемых в теории электрических цепей. Значения рассчитанных переходных токов на входе каткона достаточно точно совпадают с результатами экспериментального исследования.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект № 19-08-00730-а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Reeves R. // Proc. IEE. 1975. V. 122. No. 10. P. 1151.
- Murgatroyd P.N. // Electrocomp. Sci. Technol. 1976. V. 3. No. 2. P. 97.
- 3. *Демирчян К.С., Гусев Г.Г.* // Изв. АН СССР. Сер. Энерг. и трансп. 1987. № 2. С. 3.
- Tesla N. Coil for electro-magnets. US Patent No. 512340, cl. H01F41/098. 1894.

- Tesla N. Coil for electro-magnets. US Patent No. 10928157, cl. F41B6/003, 2019.
- 6. *Бутырин П.А., Гусев Г.Г., Михеев Д.В. и др. //* Изв. PAH. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 2. С. 157; *Butyrin P.A., Gusev G.G., Mikheev D.V. et al. //* Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 2. P. 118.
- 7. *Бутырин П.А., Михеев Д.В., Гусев Г.Г. и др. //* Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 5. С. 755; *Butyrin P.A., Mikheev D.V., Gusev G.G. et al. //* Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 5. P. 623.
- 8. *Бутырин П.А., Гусев Г.Г., Михеев Д.В. и др. //* Электричество. 2017. № 10. С. 55.
- 9. Neugebauer T.C., Phinney J.W., Perreault D.J. // IEEE T. Ind. Appl. 2004. V. 40. No. 2. P. 483.
- 10. *Konesev S.G., Khazieva R.T., Kirillov R.V.* // J. Phys. Conf. Ser. 2019. V. 1210. No. 1. Art. No. 012068.
- 11. Milutinov M., Kisic M., Zlebic C. et al. // Proc. 43rd ISSE (Demanovska Valley, 2020). Art. No. 9120946.

Experimental study of transient processes in a coil-capacitor connected to a sinusoidal voltage source

P. A. Butyrin^{a, *}, G. G. Gusev^a, F. N. Shakirzianov^a, D. V. Mikheev^{a, b}, A. A. Kvasniuk^a, M. V. Karpunina^{a, b}

^aNational Research University "MPEI", Moscow, 111250 Russia ^bBauman Moscow State Technical University, Moscow, 105005 Russia *e-mail: ButyrinPA@mpei.ru

The results of a theoretical and experimental study of transient processes in a coil-capacitor (coilcap) when it is connected to a sinusoidal voltage source are presented. It is shown that transient processes in this case take place in the same way as in an *RLC* electrical circuit with lumped parameters, i.e. resonant, beat, overvoltage's and overcurrent's modes are possible.

УЛК 621.3.048

СИСТЕМА КОНТРОЛЯ АКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РАЗРЯДНЫХ ПРОЦЕССОВ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОДСТАНЦИИ ДЛЯ ЦЕЛЕЙ ДИАГНОСТИКИ ТЕХНИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ ИЗОЛЯЦИОННОГО ОБОРУДОВАНИЯ

© 2021 г. Д. А. Иванов^{1, *}, М. Ф. Садыков¹, Д. А. Ярославский¹, А. В. Голенищев-Кутузов¹, Т. Г. Галиева¹

 1 Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Казанский государственный энергетический университет", Казань, Россия

*E-mail: ivanov.da@kgeu.ru

Поступила в редакцию 21.06.2021 г. После доработки 05.07.2021 г. Принята к публикации 28.07.2021 г.

Разработан метод контроля над состоянием высоковольтной изоляции открытых электрических подстанций на основе построения акустического слепка излучаемых неисправным оборудованием звуковых и ультразвуковых колебаний. Описывается методология построения системы мониторинга, приборная реализация и способ обработки полученной диагностической информации.

DOI: 10.31857/S0367676521110120

ВВЕДЕНИЕ

Акустические методы широко используются в неразрушающем контроле оборудования и материалов, например, ультразвуковые эхо-импульсные методы, методы акустической эмиссии и др. Выделяемая при частичном разряде (ЧР) энергия вызывает в материале диэлектрика химические и структурные изменения, происходит излучение электромагнитных волн, выделение тепла и акустического давления в виде импульсов. В связи с этим широко распространены методы регистрации частичных разрядов на основе детектирования подобных явлений [1-3]. Комплексные методы, основанные на анализе сразу нескольких физических явлений, обладают большей чувствительностью и эффективностью и так же находят практическое применение [4].

Регистрация акустического сигнала ЧР основана на обнаружении упругих волн механических колебаний, возбуждаемых во время разряда. ЧР происходит как "микровзрыв" (микроискра), который возбуждает механическую волну, распространяющуюся сферически во все стороны (сферический волновой фронт в случае поверхностного ЧР). Разряд действует как точечный источник акустических волн. Поскольку продолжительность разряда мала, акустический спектр излучаемой волны может быть очень широким (до нескольких МГц). Интенсивность излучаемой акустической волны пропорциональна энергии, выделяемой в разряде, а ее амплитуда пропорциональна квадратному корню из энергии разряда.

Зависимость между амплитудой акустической волны и величиной разряда (в кулонах) является линейной [5]. Эта волна может быть зарегистрирована датчиком или преобразователем, данные с которого можно собрать и проанализировать. При этом форма сигнала зависит от источника ЧР и самого датчика.

Объектом данного исследования являются разрядные процессы в опорно-стержневой изоляции открытых электрических подстанций. На подстанциях такого типа применяются полимерные и фарфоровые изоляторы. ЧР в них возникают на внутренних и поверхностных дефектах [5].

В однородной среде ультразвуковые волны распространяются прямолинейно. Однако если на их пути возникает поверхность раздела сред, то часть ультразвукового потока отражается, а часть, преломляясь, проникает далее. Чем значительнее различие в акустическом сопротивлении сред, тем большая часть энергии отражается на их границе, а также значительнее угол преломления. Волновое сопротивление определяется выражением

$$z = \rho v,$$
 (1)

где ρ — плотность среды, ν — скорость УЗ в данной среде. На границе фарфор/полимер — воздух отражение практически полное, поэтому мы далее при рассмотрении ЧР в изоляторах будем говорить о регистрации разрядов в поверхностных дефектах.

Развитие цифровой техники, повышение скорости компьютерного сбора данных сделали доступными создание и экспериментальное ис-

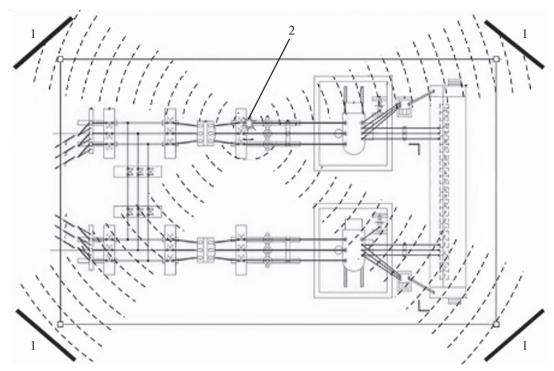


Рис. 1. Схема расположения микрофонных решеток на подстанции: 1 — микрофонные решетки, 2 — локализуемый источник ультразвукового излучения.

пользование методов микрофонных решеток для локализации и количественной оценки точечных источников акустического сигнала на площадях в несколько десятков квадратных метров [6].

АКУСТИЧЕСКИЙ КОНТРОЛЬ РАЗРЯДНЫХ ПРОЦЕССОВ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОДСТАНЦИИ

Для локализации источника ультразвука от возникающих на изоляции ЧР была создана система мониторинга высоковольтных изоляторов (ВИ) на подстанции открытого типа. Система представляет собой четыре микрофонные решетки, установленные по периметру подстанции (рис. 1).

В предлагаемой системе мониторинга микрофонная решетка состоит из четырех пьезоэлектрических приемников с резонансной частотой 41 кГц. Схема одного канала приведена на рис. 2. В схеме предусилителя был использован операционный усилитель LM324A, коэффициент усиления сигнала схемы усиления составляет 2000. Такое решение необходимо для аналогового сбора данных для дальнейшей обработки. Акустическая волна от ЧР возбуждает пъезоэлектрический кристалл приемника, создавая небольшое переменное напряжение, которое усиливается предусилителем, а затем фильтруется. На рис. 3 приведены усиленные сигналы на каждом приемнике для одного и того же ЧР.

После предусиления сигналы собираются на аналого-цифровом преобразователе USB-6251 и обрабатываются на персональном компьютере. Полученное в результате программной обработки изображение места возникновения ультразвука накладывается на кадр с видеокамеры с указанием интенсивности. Вся конструкция микрофонной решетки заключена в металлический корпус для минимизации наведенного электромагнитного шума от высоковольтного оборудования.

Для локализации акустического источника с помощью микрофонной решетки исследуется кросскорреляция сигналов датчиков [7, 8]. Пространственное расположение приемников с обозначени-

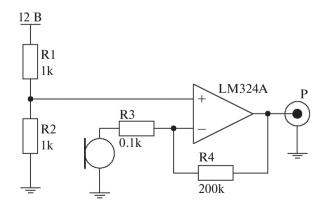


Рис. 2. Схема предварительного усиления для одного приемника.

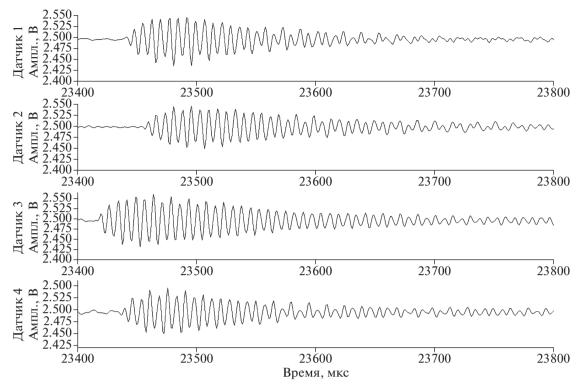


Рис. 3. Сигнал одного ЧР, принятый каждым УЗ-приемником микрофонной решетки.

ями их порядковых номеров указаны на рис. 4. Источник сигнала — r_S . Кросс-корреляция выполняется для сигналов пар приемников r_1 — r_4 и r_2 — r_3 .

Функция кросс-корреляции для пары приемников $r_1 - r_4$

$$R_{r_{1},r_{4}}(T) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} r_{1}(n) r_{4}(n+T).$$
 (2)

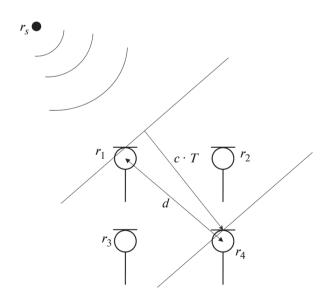


Рис. 4. Пространственное представление микрофонной решетки.

Последовательность получаемого сигнала каждого приемника делится на равные отрезки из N точек. Отрезки с нулевым уровнем сигнала отбрасываются, что позволяет значительно повысить отношение "сигнал/шум". Получаемое значение функции $R_{r_1,r_4}(T)$ определяет уровень корреляции между выходами двух датчиков r_1 и r_4 . Более высокий уровень корреляции означает, что аргумент T относительно близок к реальной разнице во времени прихода сигнала. Для пары датчиков r_1 — r_4 разница во времени прибытия T определяется отношением

$$T = \frac{d\cos\theta}{c},\tag{3}$$

где θ — угол между нормалью, соединяющей приемники r_1 и r_4 и направлением звуковой волны.

Для пары приемников r_2 — r_3 кросс-корреляция сигналов исследуется аналогичным способом. Разница во времени прибытия для каждой пары приемников микрофонной решетки по результатам кросс-корреляции сигналов позволяет восстанавливать координаты источника акустического излучения — локализовать место дефекта на обследуемых высоковольтных изоляторах. Интенсивность регистрируемых сигналов позволяет судить о величине ЧР и выявлять дефектные ВИ. Дальнейшее обследование выявленного ВИ проводится ранее разработанным способом [9—11] при помощи бесконтактного диагностического комплекса [12, 13].

Разработан и создан стенд [13], позволяющий в лабораторных условиях изучать электрофизические процессы в различных диэлектрических материалах и изделиях под воздействием сильных переменных электрических полей, включающий электромагнитный, акустический и тепловизионный датчики. Одновременное использование нескольких датчиков позволяет повысить точность локализации ЧР в изоляторе. На стенде были изучены особенности дефектов на стержне и в контакте "стержень-оконцеватель". В результате была построена схема электрофизических процессов, сопровождающих излучение ЧР, и установлены причины их возникновения. Стенд используется для настройки и градуировки микрофонных решеток на получение объективной информации о регистрируемых с их помощью дефектах [14]. Это необходимо для определения степени работоспособности изоляторов с помощью системы мониторинга.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Среди сложных высоковольтных электроэнергетических устройств, требующих диагностирования в процессе эксплуатации, высоковольтные изоляторы занимают особое место. Многочисленные ВИ на линиях электропередач или электрических подстанций подвержены комплексному воздействию сильных электрических полей, градиентов световых и тепловых полей, электродинамических и механических воздействий. Все это создает условия для возникновения дефектов, что неизбежно приводит к разнообразным отказам и даже авариям в сложных электроэнергетических системах.

Разработана система мониторинга высоковольтной изоляции открытых электрических подстанций. Система основана на построении акустического слепка излучаемых неисправным оборудованием звуковых и ультразвуковых колебаний. Выполненные лабораторные испытания разработанной системы мониторинга показали возможность ее использования на практике для мониторинга состояния ВИ, находящихся в режиме эксплуатации. Бесконтактный диагностический комплекс позволяет выполнять многопараметрический анализ выявленных дефектов.

Исследования выполнены при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Фелерации в рамках государственного задания на выполнение НИР по теме "Распределенные автоматизированные системы мониторинга и диагностики технического состояния воздушных линий электропередачи и подстанций на основе технологии широкополосной передачи данных через линии электропередач и промышленного интернета вещей" (номер темы 075-00063-20-02).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Boggs S. // IEEE Electr. Insul. Mag. 1990. V. 6. P. 33.
- 2. Phung B.T., Blackburn T.R., Liu Z. // J. Electr. Electron. Eng. 2001. V. 21. P. 41.
- 3. Polyakov D.A., Tereschenko N.A., Nikitin K.I. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2021. V. 1791. No. 1. Art. No. 012058.
- 4. Голенищев-Кутузов А.В., Голенищев-Кутузов В.А., *Иванов Д.А. и др.* // Дефектоскопия. 2019. № 8. С. 34; Golenishchev-Kutuzov A.V., Golenishchev-Kutuzov V.A., Ivanov D.A. et al. // Rus. J. Nondestruct. Test. 2019. V. 55. No. 8. P. 596.
- 5. Lundgaard L.E. // IEEE Electr. Insul. Mag. 1992. V. 8. P. 34.
- 6. Rohwetter P., Habel W., Heidmann G. et al. // IEEE Trans. Diel. Electr. Insul. 2015. V. 22. No. 1. P. 52.
- 7. Silverman H.F., Yu Y., Sachar J.M. et al. // IEEE Trans. Sp. Audio Proc. 2005. V. 13. No. 4. P. 593.
- 8. Pihera J. et al. // 2020 IEEE 3rd Int. Conf. Diel. (ICD). 2020. P. 830.
- 9. Голенищев-Кутузов В.А., Голенищев-Кутузов А.В., Иванов Д.А. и др. Способ бесконтактной дистанционной диагностики состояния высоковольтных изоляторов. Пат. РФ № 2679759, кл. G01R 31/12. 2018.
- 10. Голенищев-Кутузов А.В., Иванов Д.А., Калимуллин Р.И. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 12. C. 1502; Golenishchev-Kutuzov A.V., Ivanov D.A., Ka*limullin R.I., Semennikov A.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 12. P. 1502.
- 11. Ilkhechi H.D., Samimi M.H. // IEEE Trans. Diel. Electr. Insul. 2021. V. 28. No. 1. P. 42.
- 12. *Ivanov D., Sadykov M., Golenishchev-Kutuzov A. et al.* // E3S Web Conf. 2020. V. 220. Art. No. 01071.
- 13. Галиева Т.Г., Иванов Д.А. // Динам. нелин. дискр. эл.техн. и электрон. систем: мат. XIV Всерос. науч.-техн. конф. Чебоксары: изд-во Чуваш. ун-та, 2021. С. 488.
- 14. Andreev N.K. // E3S Web Conf. 2019. V. 124. Art. No. 05043.

Monitoring system of acoustic radiation of discharge processes at electric equipment for diagnostics of technical condition of insulators

D. A. Ivanov^a, *, M. F. Sadykov^a, D. A. Yaroslavsky^a, A. V. Golenishchev-Kutuzov^a, T. G. Galieva^a

^aKazan State Power Engineering University, Kazan, 420066 Russia

*e-mail: ivanov.da@kgeu.ru

The monitoring system was developed for diagnostics of high-voltage insulators in open electrical equipment using the procedure of the construction of an acoustic picture of sound and ultrasonic vibrations emitted by faulty devices. The methodology for constructing a monitoring system, its instrumental implementation and a method for processing the diagnostical information are described. The ability to detect sources of partial discharges with reference to the place of origin was approved for localizing a faulty element and its further diagnostics.

УЛК 004.3

АНАЛИЗ СОВРЕМЕННЫХ МЕТОДОВ ОЦЕНКИ СОСТОЯНИЯ ВОЗДУШНЫХ ЛИНИЙ ЭЛЕКТРОПЕРЕДАЧИ ПО МЕХАНИЧЕСКИМ ПАРАМЕТРАМ ПРОВОДОВ (ОБЗОР)

© 2021 г. М. Ф. Садыков¹, Д. А. Ярославский¹, М. П. Горячев^{1, *}, Ван Ву Нгуен¹, Н. К. Андреев¹, Д. А. Иванов¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Казанский государственный энергетический университет", Казань, Россия

> *E-mail: goryachev91@mail.ru Поступила в редакцию 21.06.2021 г. После доработки 05.07.2021 г. Принята к публикации 28.07.2021 г.

Проанализированы наиболее распространенные способы оценки состояния воздушных линий электропередачи. Рассмотрены три метода основанные на анализе механических параметров проводов. Указанные методы применяются в системе автоматизированного мониторинга гололедообразования и используют такие параметры, как углы наклона и вращения провода и период его колебаний.

DOI: 10.31857/S0367676521110326

ВВЕДЕНИЕ

Электроэнергетические системы должны обеспечивать надежную и бесперебойную работу потребителей электроэнергии. Одним из самых протяженных элементов электроэнергетических систем являются воздушные линии электропередачи (ВЛ). Именно по ним осуществляется передача электрической энергии от электростанций до потребителей.

При повреждении ВЛ прекращается подача электрической энергии потребителям. Причинами возникновения аварийных ситуаций ВЛ могут являться: появление гололедно-изморозевых отложений (ГИО) [1]; обрыв проводов; повреждение проводов либо иных элементов ВЛ при перетяжках проводов между пролетами и междуфазных коротких замыканиях.

Контроль состояния ВЛ затруднен их большой протяженностью и ограниченностью доступа к определенным участкам ВЛ, ввиду труднодоступности территории либо погодных ограничений. В связи с этим, необходимо применение систем мониторинга состояния ВЛ, которые могли бы непрерывно информировать о текущем состоянии объекта контроля. Каждая система контроля включает в себя методы оценки состояния ВЛ.

АНАЛИЗ СУЩЕСТВУЮЩИХ ПОДХОДОВ К ОБСЛЕДОВАНИЮ СОСТОЯНИЯ ВОЗДУШНЫХ ЛИНИЙ ЭЛЕКТРОПЕРЕДАЧИ

В качестве основных параметров контроля состояния ВЛ могут быть выбраны стрела провеса

провода в пролете [2], собственные механические нагрузки в проводе ВЛ и дополнительная нагрузка от гололедно-изморозевых отложений.

Тремя основными подходами к контролю ВЛ являются визуальный осмотр, применение беспилотных летательных аппаратов и использование стационарных систем мониторинга состояния ВЛ. Сравнительные характеристики подходов и используемых ими методов контроля состояния ВЛ приведены в табл. 1.

Проведенный анализ показал, что наиболее оптимальным решением для мониторинга состояния ВЛ является установка диагностических устройств стационарных систем непосредственно на провод ВЛ. При этом, наиболее подходящим методом является инклинометрический. При его использовании устройства контроля устанавливаются непосредственно на провод и можно контролировать состояние ВЛ в каждом пролете.

В рамках исследования и развития данного направления разработано устройство контроля [3].

ИНКЛИНОМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ МЕХАНИЧЕСКИХ НАГРУЗОК ПРОВОДОВ ВОЗДУШНЫХ ЛИНИЙ НА ОСНОВЕ ГИПЕРБОЛИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ РАВНОВЕСИЯ ПРОВОДА

В инклинометрическом методе провод ВЛ рассматривается в рамках модели абсолютно гибкого провода [4]. На рис. 1 показан провод в пролете указанием основных параметров. В качестве ос-

Таблица 1. Сравнительные характеристики подходов и используемых ими методов контроля состояния ВЛ

Название подхода к контролю	Применяемые методы	Ссылки на литера- туру	Достоинства и недостатки
Визуальный осмотр	Визуальный осмотр состояния ВЛ оперативно-выездной бригадой	[5]	Достоинства: простота. Недостатки: большие временные затраты; некоторые участки ВЛ недоступны для контроля
Обследование с помощью БПЛА	Фотограмметрия/лазерное сканирование	[5–7]	Достоинства: высокая точность определения геометрических параметров ВЛ Недостатки: данные о состоянии ВЛ не в режиме реального времени; зависимость от погодных условий и сигнала навигационной системы
	Оптический (видеосъемка элементов ВЛ и регистрация изменений параметров ВЛ по изменению положения визуальной метки)	[8]	Достоинства: простота реализации. Недостатки: необходимость защиты видеока- меры и визуальной метки от внешних воздей- ствий; должна обеспечиваться достаточная видимость
Применение стацио- нарных систем мони- торинга состояния ВЛ	Емкостной (определяется емкость установленного на проводе датчика, которая изменяется при появлении посторонних отложений на проводе)	[9]	Достоинства: регистрирует толщину ГИО. Недостатки: толщина ГИО определяется только рядом с датчиком, что не позволяет оценить испытываемые проводом механические нагрузки
	Механический (использование динамометрических устройств для оценки силы тяжения провода)	[10, 11]	Достоинства: прямое определение силы тяжения провода ВЛ. Недостатки: недостаточная надежность; значительная погрешность при ветровых нагрузках; нет возможности фиксировать начало гололедообразования; необходима предварительная настройка тензодатчиков
	Локационный (подача импульсного сигнала в обследуемую ВЛ и последующий анализ его распространения по проводу)	[12, 13]	Достоинства: позволяет определять участки ВЛ с ГИО; не требуется установка диагностического оборудования на протяжении всего обследуемого участка ВЛ. Недостатки: небольшое по толщине ГИО на ВЛ большой длины неотличимо от значительных ГИО на ее отдельных участках; изменение радиолокационного сигнала в проводе зависит от погодных условий
	Термодинамический (определяются условия возникновения ГИО по данным о температуре провода, температуре и влажности воздуха)	[14, 15]	Достоинства: позволяет определять условия возникновения ГИО [6], а также интенсивность их образования и максимально возможную массу. Недостатки: требуются данные о точках росы и точках десублимации для конкретной территории
	Инклинометрический (восстановление по углу наклона датчика на проводе и параметрам пролета геометрии провода ВЛ)	[16]	Достоинства: высокая надежность и стабильность проводимых измерений; при известной температуре можно определять механические нагрузки провода. Недостатки: существенная погрешность определения геометрии провода в пролете при его перетяжке между соседними пролетами

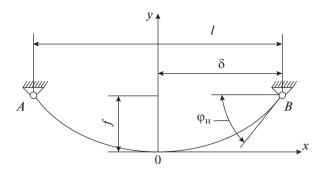


Рис. 1. Модель гибкого провода, подвешенного в точках A и B, с обозначениями основных геометрических параметров: I — длина пролета; f — стрела провеса; δ — расстояние от точки подвеса до нижней точки провода, $\phi_{\rm H}$ — угол наклона устройства контроля, расположенного вблизи точки подвеса провода.

новного параметра оценки состояния провода ВЛ принимается сила тяжения провода.

Для упрощения расчетов вводится переменная u вместо переменной ϕ_H вычисляется по следующей формуле:

$$u = \ln \operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi_{\text{H}}}{2}\right),\tag{1}$$

где $\phi_{\rm H}$ — угол наклона устройства контроля, расположенного рядом с точкой подвеса провода, град.

Если точки подвеса A и B находятся на одном уровне, то длина нерастянутого провода при текущей температуре вычисляется следующим образом:

$$L_0 = \frac{-u \pm \sqrt{2\alpha^* l q_0 \sinh(u) + u^2}}{\alpha^* q_0},$$
 (2)

где α^* — удельное относительное удлинение провода, H^{-1} ; l — длина пролета ВЛ, м; q_0 — удельная сила тяжести единицы длины еще нерастянутого провода, H/м.

При возникновении условий для возникновения ГИО длина L_0 :

$$L_0 = L_{0T} (1 + \beta (T - T_0)), \tag{3}$$

где β — температурный коэффициент линейного удлинения, °C $^{-1}$; L_{0T} — длина провода при температуре изготовления, м; T — текущая температура

провода, °С; T_0 — температура изготовления провода, °С.

Коэффициент а определяется по следующей формуле:

$$a = \frac{L_0}{2\operatorname{sh}(u)}. (4)$$

Погонная масса провода с ГИО:

$$q = \frac{\left(\frac{l}{a} - 2u\right)}{\alpha^* I_0}. (5)$$

Сила тяжения провода определяется, исходя из формулы:

$$F = aq\mathrm{ch}(u). \tag{6}$$

Для каждой марки провода определена своя предельно допустимая сила тяжения, не приводящая к пластическим деформациям провода [18]. Путем сравнения текущей силы тяжения провода с предельно допустимой можно оценить уровень испытываемых им механических нагрузок в пролете.

УЛУЧШЕННЫЙ ИНКЛИНОМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ МЕХАНИЧЕСКИХ НАГРУЗОК ПРОВОДОВ ВОЗДУШНЫХ ЛИНИЙ, УЧИТЫВАЮЩИЙ УГОЛ ВРАЩЕНИЯ ПРОВОДА

Провода ВЛ имеют многопроволочную структуру и могут рассматриваться в качестве каната с большой гибкостью. После скрутки каждая проволока, кроме центральной, располагается по винтовой линии. В результате, при растяжении провода и креплении одного из его концов к анкерной опоре через гирлянду изоляторов наблюдается его вращение вокруг своей оси. В результате этого становится возможным практически напрямую переходить от угла вращения провода к силе его тяжения. Особенно явно данный эффект наблюдается у проводов с одним слоем свивки вокруг центральной проволоки.

При свободном растяжении свойственном пролетам ВЛ с одной анкерной опорой удлинение бесконечно малого отрезка в любой точке пропорционально угловой деформации того же отрезка. В таком случае сила тяжения провода вычисляется по следующей формуле [19]:

$$F = \frac{l + L_{0T} \operatorname{ch}(u) - \sqrt{(l + L_0 \operatorname{ch}(u))^2 - 8L_{0T} (\varphi_{\kappa 1} - \varphi_{\kappa 0}) \frac{B}{C}}}{2\alpha^* L_{0T}} \operatorname{ch}(u), \tag{7}$$

где B — жесткость провода на кручение, $H \cdot m^2$; C — коэффициент жесткости провода (коэффициент влияния), $H \cdot m$; $\phi_{\kappa 1}$ — угол поворота провода во-

круг своей оси при текущих условиях, град; $\phi_{\kappa 0}$ — угол поворота провода вокруг своей оси при начальных условиях, град.

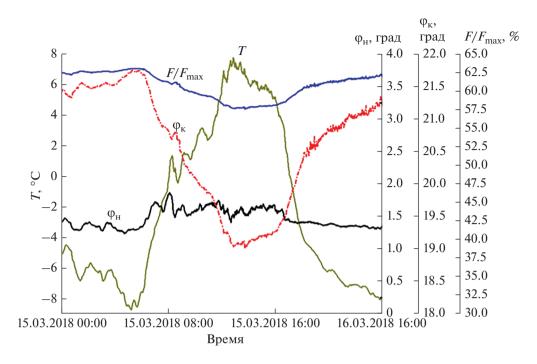


Рис. 2. Диаграмма с описанием процесса изменения параметров провода в пролете № 10 с одной анкерной опорой с течением времени при отсутствии ГИО: T — температура провода; $\phi_{\rm H}$ — угол наклона провода; $\phi_{\rm K}$ — угол кручения провода; $F/F_{\rm max}$ — отношение силы тяжения провода с учетом угла его вращения к допустимой силе тяжения данного провода.

Диаграмма с описанием процесса изменения параметров провода в пролете № 10 с одной анкерной опорой с течением времени при отсутствии ГИО представлена на рис. 2 [20]. Провод в пролете № 10 с анкерной опорой длиной 31 м имеет значительную силу тяжения, о чем свидетельствует изолятор со стороны проходной опоры, перетянутый и смещенный внутрь пролета. Данные получены с реального устройства контроля, установленного на ВЛ. На представленной диаграмме наблюдается изменение геометрии провода при изменении его температуры. При этом угол кручения изменяется под действием изменения сил тяжения в проводе, а угол наклона провода практически не изменялся. Таким образом, применение улучшенного инклинометрического метода в данном случае более предпочтительно.

Таким образом, улучшенный инклинометрический метод, учитывающий угол вращения провода, позволяет определять силу тяжения провода даже в случаях наличия его перетяжки между соседними пролетами [20].

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ СТРЕЛЫ ПРОВЕСА ПРОВОДА ПО ПЕРИОДУ ЕГО СОБСТВЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ

Рассмотренные выше два разработанных метода обладают рядом недостатков. Инклиномет-

рический метод на основе гиперболических уравнений позволяет определять силу тяжения провода при его перетяжке между пролетами только при наличии устройств контроля в смежных соседних пролетах ВЛ. Улучшенный инклинометрический метод, чувствительный к вращению провода вокруг своей оси, учитывает наличие перетяжки провода между соседними пролетами даже при отсутствии устройств контроля в соседних смежных пролетах. Однако второй разработанный метод может быть применен только в пролетах с одной анкерной опорой и с проводами с одним слоем навивки относительно центральной жилы (например, A-70, AC-70/11).

В связи с этим, было принято решение разработать метод контроля состояния ВЛ, в котором были бы устранены недостатки предыдущих методов.

Определение механических нагрузок провода можно осуществить по его геометрии и температуре. Для восстановления его геометрии необходимо знать габариты пролета ВЛ и стрелу провеса провода.

Под действием внешних возмущающих сил провод ВЛ совершает вынужденные колебания. В проводе могут возникать колебания разных видов. Одним из видов таких колебаний являются маятниковые колебания [21]. Маятниковые колебания являются низкочастотными и требуют незначительной энергии для своего поддержания. В

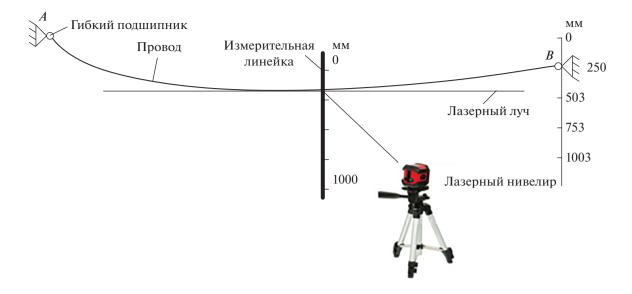


Рис. 3. Экспериментальная установка для определения стрелы провеса провода по периоду его колебаний при разнице высот h = 250 мм.

качестве возмущающих сил может выступать движение воздушных масс, от самого незначительного движения конвекционных потоков до сильного ветра. Некоторые авторы отмечают, что колебания также вызывают температурные колебания провода [22] либо электромагнитные взаимодействия проводов между собой или с магнитным полем земли. Натянутый между опорами провод подобен струне музыкального инструмента: не имеет значения как возбуждать колебания в струне, струна после кратковременного вынужденного колебания продолжит колебаться на собственной резонансной частоте, иные колебания быстро затухнут. Аналогично и провод под действием квазислучайных слабосвязанных возмущающих воздействий будет иметь сложный гармонический состав и характер колебаний, но собственная частота маятниковых колебаний будет иметь максимальную амплитуду по вышеописанным причинам [23]. Поэтому эту частоту можно легко выделить путем спектрального анализа и провести вычисление стрелы провеса по разработанной модели.

При определении стрелы провеса провода по периоду его колебаний провод в пролете рассматривается как абсолютно жесткая изотропная конструкция. Данная конструкция обладает одной вращательной степенью свободы относительно оси, соединяющей точки подвеса провода. Провод в пролете в данном случае представляет собой физический маятник.

Входе проведенных исследований была выведена следующая зависимость между периодом (τ, c)

собственных колебаний провода и стрелой его провеса [24, 25]:

$$f = \frac{5g\tau^2}{16\pi^2} \approx 0.31\tau^2,$$
 (8)

где g — ускорение свободного падения, м/ c^2 .

Данная модель определения стрелы провеса провода была апробирована на лабораторной установке (рис. 3).

Для измерения расстояний, например, стрелы провеса, используется линейка длиной $1000\,\mathrm{Mm}$ (минимальный шаг измерения длины $-0.5\,\mathrm{mm}$). Для увеличения точности определения стрелы провеса применяется лазерный нивелир BOSCH PCL $20\,\mathrm{SET}$, с помощью которого на стену проецируются горизонтальные и вертикальные лазерные лучи. Применение лазерного нивелира позволяет проецировать положение точки подвеса В и нижней точки провода на линейку. Это позволяет определять параметры h, f. В ходе эксперимента разность высот изменяется от $0\,\mathrm{дo}$ $1.003\,\mathrm{m}$. Стрела провеса провода в эксперименте вычисляется в соответствии с выражением (8).

Результаты проведения лабораторного эксперимента приведены на рис. 4. По оси абсцисс откладываются экспериментальные значения стрелы провеса провода ($f_{\rm эксп}$, м), по оси ординат значения периодов собственных колебаний провода ($\tau_{\rm pacч}$ — периоды, рассчитываемые по формуле (8) для значений $f_{\rm эксп}$; $\tau_{0.753 \rm эксп}$ — периоды, получаемые экспериментально, при h=0.753 м; $\tau_{1.003 \rm эксп}$ — получаемые экспериментально периоды при h=1.003 м).

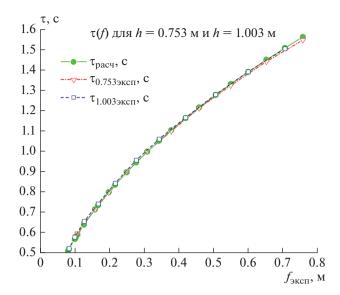


Рис. 4. Зависимости периода собственных гармонических колебаний провода от стрелы его провеса при разности высот точек подвеса провода h=0.753 м и h=1.003 м. По оси абсцисс откладываются экспериментальные значения стрелы провеса провода ($f_{\rm 3KCII}$, м), по оси ординат значения периодов собственных колебаний провода ($\tau_{\rm pacq}$ — периоды, рассчитываемые по формуле (8) для значений $f_{\rm 3KCII}$; $\tau_{0.7533\text{-KCII}}$ — периоды, получаемые экспериментально, при h=0.753 м; $\tau_{1.003\text{-SKCII}}$ — получаемые экспериментально периоды при h=1.003 м).

Таким образом, метод определения стрелы провеса провода по периоду его собственных колебаний может быть применен при перетяжке провода между соседними смежными пролетами независимо от марки провода и типа опор в пролете.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При обследовании состояния ВЛ оптимальным решением является применение стационарных систем мониторинга. Для интерпретации данных был сделан выбор в пользу следующих трех методов: инклинометрического метода на основе гиперболических уравнений, инклинометрического метода с учетом угла вращения провода вокруг своей оси и метода определения стрелы провеса провода по периоду его колебаний.

Инклинометрический метод на основе гиперболических уравнений используется наиболее широко, так как позволяет определять механические нагрузки на провод независимо от типа опор и провода в пролете. Однако, данный метод не позволяет учитывать перетяжку провода в пролете при отсутствии устройств контроля в соседних смежных пролетах. Инклинометрический метод с учетом угла вращения провода вокруг своей оси, в отличие от инклинометрического метода на основе гиперболических уравнений, учитывает влияние смещения точек подвеса провода в пролете. Однако, учитывающий угол вращения провода улучшенный инклинометрический метод применяется только в пролетах с одной анкерной опорой и с проводами с одним слоем навивки относительно центральной жилы (например, A-70, AC-70/11).

Метод определения стрелы провеса провода по периоду его колебаний позволяет упростить расчеты геометрии провода в пролете, так как для расчета стрелы провеса провода достаточно знать только период его собственных колебаний. Данный метод может быть использован в любом пролете при любой марке провода и учитывает перетяжку провода между соседними пролетами, так как стрела провеса провода ВЛ определяется через период колебаний провода и не зависит от расстояния между его точками подвеса.

Погрешность определения силы тяжения провода по разработанным методикам не превышает 5%.

Разработанные методы [17, 19, 23, 24] применяются в зависимости от условий мониторинга, повышают надежность и достоверность мониторинга состояния ВЛ, дополняя друг друга. Представленные три метода контроля состояния ВЛ используются в системе автоматизированного мониторинга гололедообразования в распределительных сетях ПАО "Татнефть" [26].

Исследования выполнены при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания на выполнение НИР по теме "Распределенные автоматизированные системы мониторинга и диагностики технического состояния воздушных линий электропередачи и подстанций на основе технологии широкополосной передачи данных через линии электропередач и промышленного интернета вещей" (номер темы 075-00063-20-02).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Луговой В.А., Тимашова Л.В., Черешнюк С.В.* // Энергия един. сети. 2014. № 3. С. 30.
- 2. Андриевский В.Н., Голованов А.Т., Зеличенко А.С. Эксплуатация воздушных линий электропередачи. М.: Энергия, 1976. 616 с.
- 3. Кабашов В.Ю. // Символ науки. 2017. Т. 2. № 2. С. 60.
- Барбасов В.К., Разумовский А.А. // Геопрофи. 2017. № 3. С. 39.
- Митин М. Д., Никольский Д.Б. // Геоматика. 2013. № 4. С. 27.
- 6. *Грядунов Д.А., Барков Р.Р.* // Вести в электроэнергетике. 2017. Т. 91. № 5. С. 64.

- 7. *Шилин А.Н., Дементьев С.С.* // Изв. вузов. Приборостр. 2018. Т. 61. № 6. С. 490.
- Кучерявенков А.А., Рукавицын А.А., Феоктистов А.В. Устройство и способ определения толщины ледяных отложений на проводе. Патент РФ № 2614988 С1, кл. Н02G 7/16. 2017.
- 9. *Самарин А.В., Рыгалин Д.Б., Шкляев А.А.* // Естеств. и техн. науки. 2012. № 1. С. 2.
- 10. Засыпкин А.С., Щуров А.Н., Тетерин А.Д. // Изв. вузов. Сев.-Кавказ. техн. науки. 2018. № 2. С. 48.
- 11. *Писковацкий Ю.В., Губаев Д.Ф.* // Изв. вузов. Пробл. энергетики. 2015. №. 3—4. С.138.
- 12. Дьяков А.Ф., Засыпкин А.С., Левченко И.В. Предотвращение и ликвидация гололедных аварий в электрических сетях энергосистем. Изд: РП "Южэнерготехнадзор", 2000. С. 284.
- 13. *Трубицин М.А., Лукашевич О.Г.* // Инж. вестн. Дона. 2017. Т. 47. № 4. С. 47.
- 14. *Титов Д.Е.* Мониторинг интенсивности гололедообразования на воздушных линиях электропередачи и в контактных сетях. Дис. ... канд. техн. наук. Саратов: СГТУ, 2014. 150 с.
- Otto T., Kurth S., Voigt S. et al. // Sens. Mater. 2018.
 V. 30. No. 4. P. 767.
- 16. Садыков М.Ф., Горячев М.П., Ярославский Д.А. и др. Устройство оперативного мониторинга технического состояния высоковольтных линий электропередачи. Патент РФ № 185311 U1, кл. Н02J 13/00, G01R 31/02. 2018.

- 17. Yaroslavsky D.A., Sadykov M.F., Ivanov D.A. et al. // ARPN J. Eng. Appl. Sci. 2017. V. 12. No. 22. P. 6479.
- ПУЭ. Все действующие разделы шестого и седьмого изданий с изменениями и дополнениями по состоянию на 1 февраля 2015г. М.: КНОРУС. 2015. С. 195.
- 19. Sadykov M.F., Yaroslavsky D.A., Ivanov D.A. et al. // Proc. of the Smart Energy Systems 2019. V. 124. (Kazan, 2019). P. 1.
- 20. *Горячев М.П.* Система автоматизированного мониторинга силы тяжения провода воздушных линий электропередачи по параметрам кручения и провеса. Дис. ... канд. техн. наук. Казань: КГЭУ, 2019. 130 с.
- 21. *Кабашов В.Ю.* Повышение надежности сельских воздушных линий электропередачи 10 (6) кВ в условиях воздействия ветровых и гололедных нагрузок. Дис. ... докт. техн. наук. Москва: МГАУ, 2011. 353 с.
- 22. *Ланда П.С.* // Изв. вузов. Прикл. нелин. динам. 2009. Т. 17. № 2. С. 3.
- Прохоров А.М. (гл. ред.) Физическая энциклопедия.
 Т. 5. Стробоскопические приборы Яркость. М.: Сов. энциклопедия. 1998. С. 10.
- 24. *Ярославский Д.А., Нгуен В.В., Садыков М.Ф. и др. //* Изв. вузов. Пробл. энергетики. 2020. Т. 22. № 3. С. 97.
- 25. Yaroslavsky D.A., Nguyen V.V., Sadykov M.F. et al. // IJETER. 2020. V. 8. No. 6. P. 2663.
- 26. *Садыков М.Ф., Ярославский Д.А., Иванов Д.А. и др.* // Нефт. хоз. 2020. № 7. С. 53.

Analysis of modern methods for assessing air power lines by mechanical parameters of wires (a review)

M. F. Sadykov^a, D. A. Yaroslavsky^a, M. P. Goryachev^a, *, Van Vu Nguyen^a, N. K. Andreev^a, D. A. Ivanov^a

^aKazan State Power Engineering University, Kazan, 420066 Russia *e-mail: gorvachev91@mail.ru

The analysis of the most common methods for the inspection of air power transmission lines has been carried out. The developed methods based on mechanical parameters of conductors are considered. These methods are used in the automated monitoring system for ice formation and use such parameters as the angles of inclination and rotation of the conductor and the period of its oscillations.

Физика космических лучей

Редактор тематического выпуска докт. физ.-мат. наук **А. Д. Панов**

УЛК 524.1

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЯЗИ ПАРАМЕТРОВ ВАРИАЦИЙ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ, РЕГИСТРИРУЕМЫХ НА ЗЕМЛЕ, С КОРОНАЛЬНЫМИ ДЫРАМИ НА СОЛНЦЕ

© 2021 г. Н. В. Осетрова^{1, *}, И. И. Астапов¹, Н. С. Барбашина¹, А. Ю. Коновалова¹, В. В. Шутенко¹

¹Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, Россия

> *E-mail: nvosetrova@mephi.ru Поступила в редакцию 21.06.2021 г. После доработки 05.07.2021 г. Принята к публикации 28.07.2021 г.

В годы пониженной солнечной активности высокоскоростной солнечный ветер является одной из главных причин возмущений межпланетного магнитного поля, которые приводят к модуляциям потоков космических лучей, пронизывающих магнитосферу Земли. Представлены результаты анализа деформаций углового распределения космических лучей в GSE системе, зарегистрированных мюонным годоскопом УРАГАН во время геомагнитных возмущений в периоды минимумов сол-

DOI: 10.31857/S0367676521110284

ВВЕДЕНИЕ

нечной активности 2009-2010 и 2018-2019 гг.

Корональные дыры на Солнце являются областями с пониженной светимостью. Именно в них формируется высокоскоростной солнечный ветер [1]. В годы низкой солнечной активности, ввиду отсутствия более мощных источников, он является основной причиной возмущений межпланетного магнитного поля. Такие возмущения модулируют поток космических лучей (КЛ), пронизывающих магнитосферу Земли, и возмущают ее, порождая магнитные бури. Достигая земной поверхности, мюонная компонента КЛ регистрируется в режиме реального времени мюонным годоскопом УРАГАН [2], входящим в состав уникальной научной установки НЕВОД (НИЯУ МИФИ). Таким образом, используя данные мюонного годоскопа, возможно изучение пространственно-временных вариаций потока мюонов, несущих информацию о гелиосферных возмущениях.

ФОРМАТ ДАННЫХ МЮОННОГО ГОДОСКОПА УРАГАН

Мюонография — это часовая матрица параметров треков, нормированная на количество событий, сглаженная относительно медленных трендов и суточных колебаний интенсивности потока мюонов, а также скорректированная на форму углового распределения потока мюонов [3]. Последовательность таких матриц дает возможность изучать временное изменение угловых распределений потока мюонов [4]. Для получения мюоно-

графий вычисляются относительные отклонения интенсивностей регистрируемого потока мюонов в единицах статистических погрешностей. Используя асимптотические направления, мюонографии из лабораторной системы координат преобразуются в угловое распределение родительских протонов на границе магнитопаузы в системе координат GSE (geocentric solar ecliptic system). Как в лабораторной системе, так и в GSE-отображении, мюонографии показывают области изменения потока вторичных и первичных космических лучей, а именно, размер областей (в стерадианах) и величину отклонения потока КЛ от среднего за предыдущие сутки (в единицах среднеквадратичного отклонения) [5]. Временные последовательности таких отклонений формируются в GSEкарты, удобные для анализа отклика мюонного годоскопа на гелиосферные события.

ВАРИАЦИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ВО ВРЕМЯ МАГНИТНЫХ БУРЬ

Рассмотрены магнитные бури [6], произошедшие в результате воздействия высокоскоростного солнечного ветра, порожденного корональными дырами [7], на магнитосферу Земли. Всего рассмотрено 81 событие, произошедшее в течение четырех лет: в конце 23 солнечного цикла—начале 24: 2009 (15 бурь), 2010 (25 бурь) и в конце 24 солнечного цикла— 2018 (30 бурь) и 2019 (14 бурь).

С 27 августа 2019 года на видимом диске Солнца находились две корональные дыры. Одна из

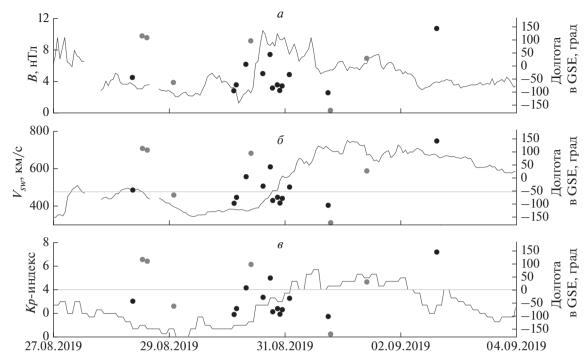


Рис. 1. Временные ряды индукции межпланетного магнитного поля (a), скорости солнечного ветра (δ), индекса геомагнитной активности Kp (ϵ). Серые точки — области повышения потока КЛ на 4σ и более, черные точки — области понижения потока КЛ на 4σ и более.

них – контрастная, положительной полярности, пересекла центральный меридиан 28 августа. Возмущение геомагнитного поля Земли от нее было зарегистрировано с 31 августа по 02 сентября на всех широтах, а также 30 августа и 03 сентября в отдельные часы суток на средних широтах и в течение суток в высоких широтах [8]. Эта дыра являлась источником высокоскоростного солнечного ветра, ставшего причиной возмущения в межпланетном пространстве и магнитосфере Земли. На рис. 1 приведены изменения индукции межпланетного магнитного поля B, скорости солнечного ветра V_{sw} и индекса геомагнитной активности Kp в конце августа — начале сентября 2019 г. Из графика (рис. 1а) видно, что возмущение индукции межпланетного поля B началось утром 30 августа (в 05:00 и в 02:00 UTC соответственно), после вхождения корональной дыры в геоэффективные долготы. Начало возмущения скорости солнечного ветра зарегистрировано 30 августа в 20:00 (рис. 1*a*). Магнитная буря (Kp > 4) на Земле началась 31.08.2019 в 02:00 UTC. Максимального значения индекс геомагнитной активности достиг 31.08.2019 в 13:00 UTC. Серые и черные области на графиках – это области повышения и понижения потока КЛ в соответствии с полученнымюонографиями. Черными точками графиках отмечены области понижения потока КЛ, серыми — повышение на 4σ . Долгота, на которой были зарегистрированы данные возмущения указана на левой вертикальной оси. Первое

понижение потока КЛ было зарегистрировано 30.08.2019 в 03:00. Повышение потока КЛ зарегистрировано 30.08.2019 в 10:00. На протяжении двух последующих суток в потоке КЛ, зарегистрированных мюонным годоскопом, присутствовали области повышения и понижения интенсивности потока на 3о. Первая область понижения потока была зарегистрирована за 23 ч до начала магнитной бури. Аналогичным образом были проанализированы все бури. Найдено, что в среднем отклик МГ УРАГАН на возмущения, порожденные корональными дырами, наблюдается на 17 \pm 2 ч раньше, чем начало магнитной бури. Первая зарегистрированная область понижения потока КЛ соответствовала питч-углу 50°, а первая зарегистрированная область повышения потока КЛ соответствовала питч-углу 105°. Область с максимальным отклонением была зарегистрирована 30.08.2019 в 22:00 UTC, отклонение составило – 5.3 σ , и соответствовала питч-углу 73 $^{\circ}$.

На рис. 2 представлены распределения областей деформаций и питч-углов для изменений (и повышений, и понижений) потока КЛ на 5σ и более.

На рис. 2*a* представлено распределение размеров областей за 4 рассмотренных года с низкой активностью Солнца. В этот период наблюдались области деформации размером от 0.1 до 0.8 стерадиан. Наиболее часто были зарегистрированы области размером 0.4 стерадиана в независимости от года.

На рис. 26 представлены распределения питчуглов в рассмотренные годы. Получено, что в

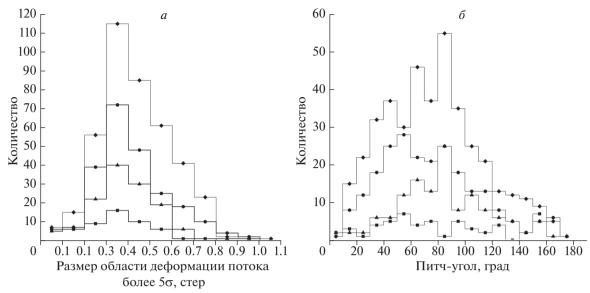


Рис. 2. Распределения размера областей изменения потока космических лучей (a) и питч-углов изменений потока КЛ, зарегистрированных в годы пониженной активности Солнца (b). Линиями с квадратами обозначены распределения $2009 \, \mathrm{r.}$, с ромбами -2010, круглыми точками $-2018 \, \mathrm{u}$ треугольниками -2019.

2009 г. наиболее часто частицы, зарегистрированные годоскопом, влетали в магнитосферу Земли с питч-углом 50° , в 2010 г. с углом 90° , в $2018-50^\circ$ и в $2019-80^\circ$. Не влетали в магнитосферу частицы с питч-углами 180° и 0° (направленные вдоль и против силовой линии магнитного поля).

Аналогично были проанализированы остальные события. Установлена связь между 81 корональной дырой, магнитной бурей и изменением потока космических лучей на поверхности Земли и при влете первичных частиц в магнитопаузу. Найдено, что отклик МГ УРАГАН проявляется на 17 ± 2 ч раньше, чем начинается магнитная буря в средних широтах. Установлены наиболее частые питч-углы влета первичны частиц в магнитопаузу.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ GSE-карт подтверждает влияние корональных дыр на поток космических лучей, регистрируемых на Земле в годы минимума солнечной активности, а также показывает возможность про-

гнозирования геомагнитных возмущений, вызванных высокоскоростным солнечным ветром.

Работа выполнена на уникальной научной установке НЕВОД при поддержке гранта Президента Российской Федерации (проект МК-2203.2019.5).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Richardson I.G. // Space Sci. Rev. 2004. V. 111. P. 267.
- 2. *Yashin I.I., Astapov I.I., Barbashina N.S. et al.* // Adv. Space Res. 2015. V. 56. No. 12. P. 2693.
- 3. Барбашина Н.С. Методика исследования форбушэффектов в потоке мюонов космических лучей, регистрируемых в годоскопическом режиме. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: НИЯУ МИФИ, 2013. 133 с.
- 4. *Астапов И.И.*, *Барбашина Н.С.*, *Борог В.В.* Способ обнаружения гелиосферных возмущений. Патент РФ № 2446495, 2012.
- 5. Шутенко В.В., Барбашина Н.С., Компаниец К.Г. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73. № 3. С. 364; Shutenko V.V., Barbashina N.S., Kompaniets K.G. et al. // Bull. Rus. Acad. Sci. Phys. 2009. V. 73. No. 3. P. 347.
- 6. http://omniweb.gsfc.nasa.gov.
- 7. https://www.solen.info/solar/coronal holes.html.
- 8. http://ipg.geospace.ru/space-weather-review.

Investigation of the relationship between the parameters of cosmic ray variations registered on the Earth and coronal holes on the Sun

N. V. Osetrova^a, *, I. I. Astapov^a, N. S. Barbashina^a, A. Yu. Konovalova^a, V. V. Shutenko^a

^aNational Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia *e-mail: nvosetrova@mephi.ru

In years of low solar activity, high-speed solar wind is one of the main reasons of disturbances in the interplanetary magnetic field. These disturbances lead to modulations of cosmic ray fluxes that penetrate the Earth's magnetosphere. This paper presents the results of analysis of deformations of the angular distribution of cosmic rays in the GSE system registered by the URAGAN muon hodoscope in years of geomagnetic disturbances during minimums of solar activity in 2009–2010 and 2018–2019.

УЛК 524.1

АМПЛИТУДНЫЕ И ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ 27-ДНЕВНЫХ ВАРИАЦИЙ ПОТОКА ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ, ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ PAMELA С 2006 ПО 2016 ГОЛ

© 2021 г. Р. Ф. Юлбарисов^{1, *}, Н. Г. Галикян¹, А. Г. Майоров¹, О. А. Голуб¹, В. В. Малахов¹, С. А. Роденко¹

¹Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования "Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, Россия

*E-mail: rfyulbarisov@mephi.ru

Поступила в редакцию 21.06.2021 г. После доработки 05.07.2021 г. Принята к публикации 28.07.2021 г.

С июня 2006 г. по январь 2016 г. спектрометры PAMELA и ARINA зарегистрировали несколько случаев возникновения 27-дневных вариаций потока галактических космических лучей (ГКЛ). Восстановлены характеристики ГКЛ: представлена временная динамика амплитуды вариаций для различных энергий и получены амплитудно-энергетические зависимости для нескольких эпизодов возникновения вариаций.

DOI: 10.31857/S0367676521110387

ВВЕДЕНИЕ

С конца 30-х годов XX в. во временном профиле потока галактических космических лучей (ГКЛ) наблюдаются вариации с периодом около 27 сут [1]. Обнаруженные С. Форбушем по измерениям сети ионизационных камер [2], эти вариации впоследствии были зарегистрированы в прямых измерениях потока галактических частиц в космосе [3].

Несмотря на длительную историю наблюдений этого явления, механизм 27-дневной модуляции ГКЛ остается не совсем ясным из-за множества вовлеченных в него процессов. Современный анализ показал связь вариаций потока галактических частиц с характеристиками межпланетной среды, такими как скорость солнечного ветра и напряженность магнитного поля. Характерные особенности, возникающие во временных рядах параметров гелиосферы и потока космических лучей, хорошо соотносятся друг с другом. Однако ни один физический параметр не был признан единственным или основным для возникновения модуляции ГКЛ [4], а существующие теоретические модели недостаточно хорошо воспроизводят характеристики 27-дневных вариаций потока частиц [5, 6].

Современные исследования 27-дневных вариаций потока ГКЛ проводятся по данным мониторинговых космических аппаратов (ACE, STEREO, SOHO) и наземной сети нейтронных

мониторов. Однако в первом случае наблюдению доступны только космические лучи низких энергий, а во втором — высоких (больше нескольких Γ эB).

Измерения потока галактических частиц в эксперименте PAMELA покрывают широкий энергетический диапазон и заполняют интервал, в котором отсутствуют данные других экспериментов. В области низких энергий их дополняют наблюдения, выполненные в эксперименте ARINA.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ PAMELA И ARINA

Магнитный спектрометр PAMELA [7] и сцинтилляционный спектрометр ARINA [8] расположены на борту космического аппарата Ресурс-ДК1.

В состав научной аппаратуры PAMELA входит набор детекторных систем, позволяющих надежно идентифицировать тип частицы, определять величину и знак заряда, а также с высокой точностью измерять ее скорость, энергию и магнитную жесткость.

Спектрометр ARINA представляет собой малогабаритный многослойный сцинтилляционный детектор, в котором регистрируются остановившиеся в нем частицы — электроны с энергиями 3—30 МэВ и протоны с энергиями 30—100 МэВ. Электронно-протонное разделение осуществля-

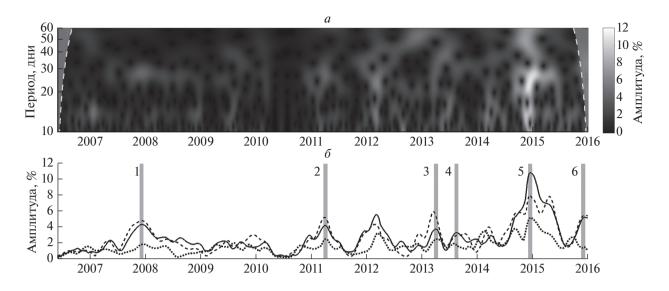


Рис. 1. Амплитудная скалограмма для временного ряда потока протонов с жесткостью $1.0-1.2~\Gamma B$ (a). Временная динамика амплитуды 27-дневных вариаций потока протонов с жесткостью $1.0-1.2~\Gamma B$ (сплошная линия), $0.6-0.7~\Gamma B$ (штриховая линия) и $4.2-5.4~\Gamma B$ (пунктирная линия). Серыми полосами обозначены и пронумерованы рассмотренные в работе эпизоды возникновения 27-дневных вариаций (δ).

ется по энерговыделению в детекторах, энергия частиц определяется по их пробегу.

Измерения потока космических лучей на околоземной орбите проводились с июня 2006 г. по январь 2016 г. В экспериментах получены суточные дифференциальные энергетические спектры частиц различного типа в диапазоне энергий от нескольких десятков МэВ до сотен ГэВ. Такой временной шаг позволяет изучать кратковременные вариации их потоков.

ОБРАБОТКА ДАННЫХ

В работе использованы временные ряды потока протонов и ядер гелия с жесткостью от $0.45~\Gamma B$ до $\sim 10~\Gamma B$. Точность измерений позволяет разбить этот интервал на несколько диапазонов и исследовать энергетическую зависимость вариаций.

Для определения амплитуды вариаций с периодом \sim 27 сут из временных рядов вычитается тред долговременной модуляции потока ГКЛ, вызванной 11-летним циклом изменения уровня солнечной активности. В результате получаются нормированные потоки, показывающие отклонение от среднего значения в процентах.

Определение амплитуды вариаций проводилось с помощью непрерывного вейвлет-преобразования [9]. Этот метод хорошо подходит для анализа нестационарных временных рядов. В отличие от преобразования Фурье он позволяет выделять из сигнала 27-дневные гармоники в различные моменты времени.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Результат вейвлет-преобразования временного ряда потока протонов в период с 2006 по 2016 г. с жесткостью 1.0—1.2 ГВ приведен на рис. 1а. Амплитудная скалограмма показывает исходный сигнал в частотно-временном представлении. По горизонтальной оси отложено время, по вертикальной — период в днях, оттенками серого показана амплитуда вариаций в процентах.

При выделении амплитуд, соответствующих периоду ~27 сут, в явном виде получается временная динамика 27-дневных вариаций. На рис. 16 представлены временные зависимости амплитуды для трех значений жесткости; пики на графике соответствуют различным эпизодам возникновения вариаций.

Рассмотрены несколько случаев, отмеченных серыми полосами на рис. 16. Описанная методика применена ко всем временным рядам потока протонов и ядер гелия, полученным в экспериментах PAMELA и ARINA, после чего построены энергетические распределения амплитуд 27-дневных вариаций космических лучей.

Сравнение таких зависимостей (рис. 2) показывает повышенное значение амплитуды в 2014 г., что связано с увеличением уровня солнечной активности, взаимосвязь с которой известна давно [10]. Форма амплитудных спектров во всех случаях схожа. Часть спектров, соответствующая высоким жесткостям (>1 ГВ), может быть аппроксимирована степенным законом. Такое описание встречается в исследованиях 27-дневных вариаций по данным нейтронных мониторов [11, 12]. В

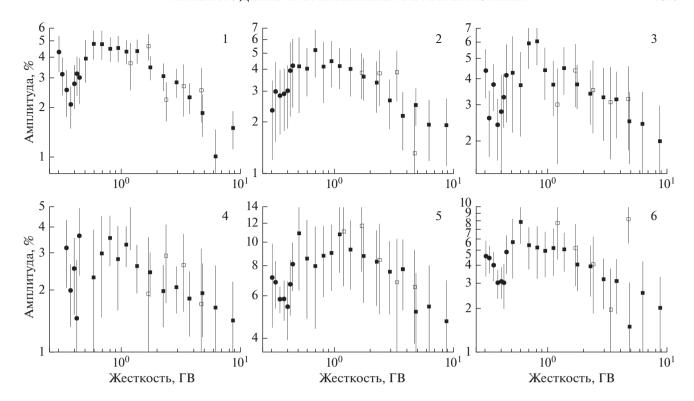


Рис. 2. Энергетические зависимости амплитуд 27-дневных вариаций потока протонов (черные квадраты) и ядер гелия (белые квадраты) по данным PAMELA и потока протонов (черные кружки) по данным ARINA. В углу отмечен порядковый номер рассмотренного в работе эпизода возникновения 27-дневных вариаций.

левой части спектров наблюдается отклонение от этого закона: в области средних жесткостей (0.6—1 ГВ) спектры выходят на плато, при низких жесткостях (<0.6 ГВ) амплитуды вариаций начинают уменьшаться и достигают минимума.

Представленные спектры получены впервые для нескольких случаев возникновения 27-дневных вариаций, зарегистрированных в рамках одного эксперимента в околоземном пространстве. Ранее подобная амплитудно-энергетическая зависимость наблюдалась космическим аппаратом Улисс [13], однако его измерения проводились в других условиях и на высоких гелиоширотах. Также недавно был опубликован результат анализа 27-дневных вариаций по данным эксперимента PAMELA для одного известного случая, наблюдавшегося в 2007—2008 г. [14], в котором обсуждаются описанные выше особенности амплитудного спектра.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты интересны в контексте изучения природы 27-дневных вариаций и их теоретического описания. В последние годы по данной тематике время ведутся работы, в которых с помощью МГД моделирования определяются характеристики межпланетной среды и численно

решается уравнение переноса космических лучей [15]. Также возможен подход, заключающийся в прямом вычислении траектории движения галактических частиц и многократной симуляции их прохождения через гелиосферу. Оба подхода в результате должны воспроизвести представленные в работе временные зависимости и амплитудные спектры, позволив определить механизм кратковременной модуляции потока ГКЛ.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект "Фундаментальные проблемы космических лучей и темная материя" № 0723-2020-0040) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-02-00582).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Forbush S.E. // Terr. Magn. Atmos. Electr. 1938. V. 43. No. 3. P. 135.
- 2. *Compton A.H., Wollan E.O., Bennett R.D.* // Rev. Sci. Instrum. 1934. V. 5. No. 12. P. 415.
- 3. Bryant D.A., Cline T.L., Desai U.D. et al. // Phys. Rev. Lett. 1963. V. 11. No. 4. P. 144.
- 4. *Kumar A., Badruddin B.* // Sol. Phys. 2014. V. 289. No. 11. P. 4267.
- 5. *Guo X., Florinski V. //* J. Geophys. Res. Space Phys. 2014. V. 119. No. 4. P. 2411.
- 6. Guo X., Florinski V. // Astrophys. J. 2016. V. 826. P. 65.

- 7. Picozza P., Galper A.M., Castellini G. et al. // Astropart. Phys. 2007. V. 27. No. 4. P. 296.
- 8. Бакалдин А.В., Батищев А.Г., Воронов С.А. и др. // Космич. исслед. 2007. Т. 45. № 5. С. 471; Bakaldin A.V., Batishchev A.G., Voronov S.A. et al. // Cosmic Res. 2007. V. 45. No. 5. P. 445.
- 9. Добеши И. Десять лекций по вейвлетам. Ижевск: НИЦ Регулярная и хаотическая динамика, 2001. 464 с.
- Balasubrahmanyan V.K., Venkatesan D. // Sol. Phys. 1970. V. 11. No. 1. P. 151.
- 11. Gil A., Alania M.V. // Sol. Phys. 2013. V. 283. No. 2. P. 565.
- 12. Gil A., Alania M.V. // Sol. Phys. 2016. V. 291. No. 6. P. 1877.
- McKibben R.B., Simpson J.A., Zhang M. et al. // Space Sci. Rev. 1995. V. 72. P. 403.
- 14. Modzelevska R., Bazilevskaya G.A., Boezio M. et al. // Astrophys. J. 2020. V. 904. P. 3.
- Luo X., Zhang M., Feng X. et al. // Astrophys. J. 2020.
 V. 899. No. 2. P. 90.

Amplitude and temporal characteristics of the 27-day variations of the galactic cosmic rays' flux measured with the PAMELA experiment between 2006 and 2016

R. F. Yulbarisov^a, *, N. G. Galikyan^a, A. G. Mayorov^a, O. A. Golub^a, V. V. Malakhov^a, S. A. Rodenko^a

^aNational Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

*e-mail: rfyulbarisov@mephi.ru

From June 2006 to January 2016, the PAMELA and ARINA spectrometers recorded several cases of the 27-day variations in the flux of galactic cosmic rays. The paper deals with the reconstruction of their characteristics: the temporal dynamics of the amplitude of variations for different energies is presented, and amplitude-energy dependencies for several episodes of the occurrence of variations are obtained.

УЛК 524.1

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ЗАВИСИМОСТИ ОСНОВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ФОРБУШ ПОНИЖЕНИЙ ПО ДАННЫМ СПЕКТРОМЕТРА ПАМЕЛА

© 2021 г. И. А. Лагойда^{1, *}, В. В. Михайлов¹, С. А. Воронов¹, М. Д. Нгобени^{2, 3}

 ¹Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования "Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, Россия
 ²Северо-Западный университет, Центр космических исследований, Потчефструм, Южно-Африканская Республика
 ³Северо-Западный университет, Школа физико-химических наук, Ммабато, Южно-Африканская Республика
 *E-mail: IALagoida@mephi.ru

> Поступила в редакцию 21.06.2021 г. После доработки 05.07.2021 г. Принята к публикации 28.07.2021 г.

Форбуш понижения проявляются в виде резкого, кратковременного уменьшения регистрируемой интенсивности космических лучей в околоземном и межпланетном пространстве. На сегодняшний день, данный эффект изучается преимущественно при помощи наземной аппаратуры. В работе представлены энергетические зависимости характеристик Форбуш понижения, полученные по данным спектрометра ПАМЕЛА, проводившего измерения потоков частиц космических лучей на орбите Земли в составе спутника Ресурс ДК-1.

DOI: 10.31857/S0367676521110181

ВВЕДЕНИЕ

Впервые Форбуш понижения (ФП) были зарегистрированы С. Форбушем в 1937 г. [1]. ФП являются откликом космического излучения на корональные выбросы масс (КВМ) с поверхности солнечной короны, которые часто сопровождаются солнечными вспышками [2]. КВМ, распространяясь от Солнца, моделируют потоки частиц космических лучей (КЛ) в большом интервале жестокостей. Большое разнообразие КВМ проявляется в большом разнообразии ФП, регистрируемых научной аппаратурой. Несмотря на несколько десятков лет возросшего научного интереса, до сих пор не предложено адекватной теоретической модели, способной количественно описать наблюдаемые профили ФП.

Значительный разброс характеристик ФП обусловлен как различной "мощностью" КВМ, так и различным положением регистрирующей аппаратуры по отношению к движущемуся КВМ. Классический КВМ состоит из ударной волны (УВ), области турбулентности (ОТ) и магнитного облака (МО) [3]. Ударная волна имеет значительно больший угловой раствор, чем магнитное облако. Вследствие этого амплитуда локально наблюдаемого ФП помимо распространения полноценного КВМ, может обуславливаться распространением как УВ, так и МО по отдельности [4].

ЭКСПЕРИМЕНТ ПАМЕЛА

В работе используются потоки космических протонов, измеренные спектрометром ПАМЕЛА [5],

проводившим измерения на орбите Земли в течении 10 лет (с июня 2006 г.) в составе спутника Ресурс ДК-1. Спектрометр состоял из времяпролетной системы, магнитного трекера, электромагнитного калориметра, систем антисовпадений и нейтронного детектора. Спектрометр ПАМЕЛА был способен проводить измерения потоков различных частиц КЛ в диапазоне энергий от нескольких сотен МэВ, до нескольких сотен ГэВ.

АНАЛИЗ ДАННЫХ

На сегодняшний день характеристики $\Phi\Pi$ в основном изучаются с помощью сети наземных нейтронных мониторов, которые регистрируют вторичную компоненту потоков КЛ. Жесткость обрезания частиц КЛ для большинства таких установок $\sim 10~\Gamma\text{B}$, в то время как основной эффект $\Phi\Pi$ проявляется в низкоэнергетической компоненте КЛ.

В потоках космических протонов, зарегистрированных спектрометром ПАМЕЛА, было отобрано более 20 событий ФП с амплитудами в диапазоне от 5 до 32%. Был осуществлен поиск ФП в потоках электронов КЛ, в результате отобрано одно статистически значимое событие, соответствующее ФП, произошедшему в декабре 2006 г., в течение минимума 23-го цикла солнечной активности. Данное ФП детально изучено в работе [6].

Для классификации событий использовалась классическая модель $\Phi\Pi$, согласно которой временные профили интенсивности космического

Дата, UTC	V, km · c ⁻¹	М, г	$t_{\mathrm{YB}},\mathrm{UTC}$	$t_{\rm MO},{ m UTC}$	t ₃ , UTC	t_{P} , сутки
15.03.2013 07:12	1161	$1.3e + 16^2$	17.03.2013 05:21	17.03.2013 14:09	19.03.2013 16:04	~1.37
02.09.2012 04:00	430	$3.6e + 15^2$	04.09.2012 22:02	05.09.2012 05:52	05.09.2012 17:44	~2.3

Таблица 1. Основные характеристики КВМ

излучения во время $\Phi\Pi$ характеризуются двумя стадиями понижения, вызванными прохождением УВ и МО [3]. Для идентификации стадий структуры КВМ во время наблюдаемого $\Phi\Pi$ использовались данные космического аппарата АСЕ, такие как величина модуля межпланетного магнитного поля, скорость солнечного ветра, а также температура протонной плазмы [7]. В качестве дополнительного критерия определения прохождения МО использовалась эмпирическая зависимость температуры плазмы от скорости солнечного ветра, согласно которой вычислялась ожидаемая температура плазмы космических протонов ($T_{\text{ожил}}$) [8].

Несмотря на значительное количество зарегистрированных событий, большая часть обнаруженных ФП вызваны одновременным распространением в межпланетном пространстве нескольких КВМ, зарегистрированных коронографами SOHO с интервалом всего в несколько дней [9]. Такие ФП не согласуются с классической двухступенчатой моделью ФП, описанной ранее, и могут сопровождаться эффектами наложения различных КВМ друг на друга. Из выборки были также исключены события, вызванные распространением только УВ или МО по отдельности в окрестности Земли. В конечном счете в анализируемой выборке осталось два события, согласующихся с классической моделью генерации ФП.

В табл. 1 показаны основные характеристики КВМ, ответственных за формирование регистрируемых ФП: дата начала КВМ, скорость КВМ на расстоянии $20R_{\text{Солнца}}$, время регистрации ударной волны $(t_{\text{ув}})$, магнитного облака $(t_{\text{МО}})$ и время окончания КВМ (t_3) в окрестности Земли, а также время распространения КВМ от Солнца до Земли (t_{P}) . Амплитуды ФП для потока космических протонов $(R=1-3\ \Gamma B)$ показаны в табл. 2. Также в табл. 2 показаны амплитуды наблюдаемых ФП по данным

Таблица 2. Основные характеристики анализируемых $\Phi\Pi$

Дата максимума амплитуды ФП	$A_{ m \Pi AMEЛA}, \%$	$A_{ m Оулу}, \%$	$A_{ m Maragah},\%$	
19.03.2013	~20	~7	~6	
05.09.2012	~15	~5	~4	

наземных нейтронных мониторов Оулу и Магадан. Амплитуда ФП вычислялась относительно предшествующего усредненного потока КЛ, соответствующего спокойным условиям, наблюдавшимся до начала КВМ на Солнце. Профили ФП во время фазы восстановления были аппроксимированы с помощью экспоненциальной функции вида:

$$\Phi = 1 - A_{\Phi\Pi} exp((t - t_0)/\tau), \qquad (1)$$

где Φ — нормированный поток КЛ, $A_{\Phi\Pi}$ — амплитуда $\Phi\Pi$, t_0 — время начала $\Phi\Pi$, τ — время восстановления $\Phi\Pi$. Одно из $\Phi\Pi$, зарегистрированное в потоке космических протонов, показано на рис. 1. Полученные зависимости амплитуд и времен восстановления $\Phi\Pi$ от жесткости показаны на рис. 2.

ОБСУЖДЕНИЯ И ВЫВОДЫ

В работе изучены основные характеристики двух классических $\Phi\Pi$, зарегистрированных спектрометром ПАМЕЛА в течении 24-го цикла солнечной активности. Амплитуда $\Phi\Pi$, определенная в потоках протонов КЛ (R=1-3 ГВ) в среднем в три раза больше, чем амплитуда тех же событий, вычисленная по данным наземных нейтронных мониторов. Зависимость амплитуды $\Phi\Pi$ от жесткости частиц для анализируемых событий может быть приближенно описана степенной зависимостью вида:

$$A_{\Phi\Pi} \approx 0.2R^{-0.3}.\tag{2}$$

Показатель степени γ для выбранных $\Phi\Pi \sim 0.3$, в то время как показатель степени $\gamma \sim 0.4-1.2$ согласно прежним исследованиям по данным наземных нейтронных мониторов [3].

Дискуссии о зависимости времени восстановления $\Phi\Pi$ от жесткости ведутся до сих пор. Некоторые исследования в этом направлении завершились выводами о том, что время восстановления $\Phi\Pi$ не зависит от жесткости частиц КЛ [10, 11]. Однако в других аналогичных исследованиях были обнаружены как $\Phi\Pi$, времена восстановления которых имели выраженную зависимость от жесткости, так и не имели таковой [12, 13]. Согласно полученным результатам, время восстановления $\Phi\Pi$ зависит от жесткости частиц КЛ, только для мощных КВМ скорость распространения которых $V_{\text{KBM}} \geq 1000 \text{ км} \cdot \text{c}^{-1}$.

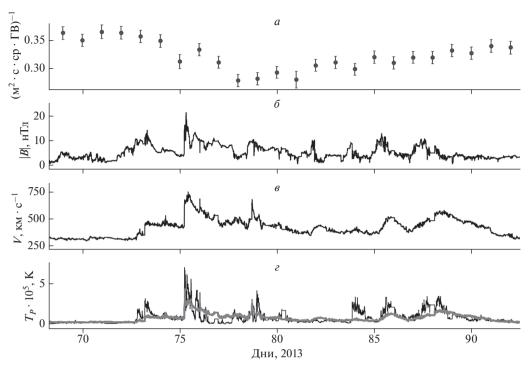


Рис. 1. ФП в потоке космических протонов (R = 1-3 ГВ) зарегистрированное спектрометром ПАМЕЛА в марте 2013 г. (a). Временные профили модуля межпланетного магнитного поля (δ), скорости солнечного ветра (a), реальной (черная линия) и ожидаемой температура (серая линия) плазмы (ϵ). Значения характеристик межпланетного пространства получены космическим аппаратом АСЕ [7].

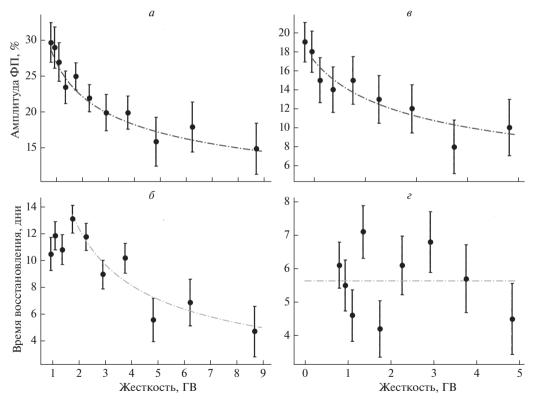


Рис. 2. Зависимости амплитуд (a, θ) и времен восстановления (δ , ϵ) от жесткости частиц КЛ по данным спектрометра ПАМЕЛА, для двух классических событий ФП в марте 2013 г. (слева) и в сентябре 2012 г. (справа). Зависимость амплитуды от жесткости описана степенной зависимостью $0.27R^{-0.28}$ и $0.17R^{-0.38}$ для события 2013 г. и 2012 г., соответственно, и показана пунктирной линией. Время восстановления дается зависимостью $18.9R^{-0.61}$ в 2013 г. и постоянно для события 2012 г. $\langle \tau \rangle = 5.6$ дн.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект РФФИ-NRF № 19-52-60003 ЮАР-т) и РНФ (проект № 20-72-10170).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Forbush S.E. // Phys. Rev. 1937. V. 51. P. 1108.
- 2. Chen P.F. // Liv. Rev. Sol. Phys. 2011. V. 8. P. 1.
- 3. Cane H.V. // Space Sci. Rev. 2000 V. 93. P. 55
- 4. Gopalswamy N. // Space Sci. Rev. 2006. V. 124. P. 145.
- Galper A.M., Sparvoli R., Adriani O. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2017. V. 798. Art. No. 012033.
- Munini R., Boezio M., Bruno A. et al. // Astrophys. J. 2018. V. 853. P. 76.

- 7. Garrard T.L., Davis A.J., Hammond J.S., Sears S.R. // Space Sci. Rev. 1998. V. 86. P. 649.
- Richardson I.G., Cane H.V. // J. Geophys. Res. 1995.
 V. 100. P. 397.
- Domingo V., Fleck B., Poland A.I. // Sol. Phys. 1995.
 V. 162. P. 1.
- Lockwood J.A., Webber W.R., Jokipii J.R. // J. Geophys. Res. 1986. V. 91. P. 2851.
- 11. Wibberenz G., Le Roux J.A., Potgieter M.S., Bieber J.W. // Space. Sci. Rev. 1998. V. 83. P. 309.
- Usoskin I.G., Braun I., Gladysheva O.G. et al. // J. Geophys. Res. 2008. V. 133. Art. No. A07102.
- 13. Zhao L.L., Zhang H. // Astrophys. J. 2016. V. 827. P. 13.

Energy dependence of main characteristics of Forbush decreases obtained by PAMELA experiment

I. A. Lagoida^{a, *}, V. V. Mikhailov^a, S. A. Voronov^a, M. D. Ngobeni^{b, c}

^aNational Research Nuclear University MEPhI, Moscow, 115409 Russia

^bCentre for Space Research, North-West University, 2520 Potchefstroom, South Africa

^cSchool of Physical and Chemical Sciences, North-West University, 2735 Mmabatho, South Africa

*e-mail: IALagoida@mephi.ru

Forbush decrease is an effect in the cosmic rays physics which manifests itself as a sudden depression of the intensity of cosmic rays in the interplanetary space. Today this effect is mostly studied by ground based detectors such as neutron monitors. These detectors register fluxes of secondary cosmic rays. In this work FDs are studied in the primary cosmic rays fluxes obtained by the PAMELA experiment. The PAMELA experiment was launched on the Earth orbit in June 2006 and continued until 2016.

УЛК 524.1

АНАЛИЗ ЖЕСТКОСТНЫХ СПЕКТРОВ ВАРИАЦИЙ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ОКТЯБРЕ 2012 г.

© 2021 г. А. А. Луковникова*

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Ордена Трудового Красного Знамени Институт солнечно-земной физики Сибирского отделения Российской академии наук, Иркутск, Россия *E-mail: luk@iszf.irk.ru

Поступила в редакцию 21.06.2021 г. После доработки 05.07.2021 г. Принята к публикации 28.07.2021 г.

По данным наземных и спутниковых наблюдений космических лучей на мировой сети станций нейтронных мониторов методом спектрографической глобальной съемки исследованы Форбушэффекты в октябре 2012 г. Получены жесткостные спектры вариаций первичных космических лучей на орбите Земли. Приведены показатели спектров вариаций космических лучей в отдельные периоды исследуемого события.

DOI: 10.31857/S0367676521110211

ВВЕДЕНИЕ

В течение 24-го цикла солнечной активности (СА) наблюдались аномалии в гелиосфере и на Солнце, например, ослабление солнечных магнитных полей, что подтверждается различными наблюдениями. Из-за этих аномалий данный цикл отличался необычно слабой модуляцией космических лучей (КЛ) на фазах роста и максимума СА [1].

Во время исследуемого периода наблюдался низкий уровень солнечной активности [2–4]. Число групп пятен на видимом диске Солнца менялось от 3 до 9. Вспышечная активность отмечена на среднем уровне 8-10 октября, на высоком -20, 22и 23 октября, когда в выходящей на видимый диск Солнца группе пятен Южного полушария произошли три мощные вспышки рентгеновского балла M9, M5 и X1.8. На средних широтах Земли возникли две магнитные бури, и четверо суток сохранялась возмущенная геомагнитная обстановка. На геостационарных орбитах 9-26 октября был отмечен очень высокий поток релятивистских электронов с энергиями более 2 МэВ. В октябре 2012 г. максимальные значения модуля межпланетного магнитного поля (ММП) были ~20 нТл, скорости солнечного ветра (СВ) ~600 км/с и $D_{st} = -130$ нТл. В течение октября 2012 г. по наземным наблюдениям на мировой сети станций КЛ было зафиксировано 10 Форбуш-эффектов [5] с различными амплитудами. На полярных станциях КЛ амплитуды модуляций доходили до ~-6.5%, на среднеширотных до \sim 4%, на низкоширотных до \sim 3%.

Целью данной работы является получение жесткостных спектров вариаций первичных КЛ на орбите Земли и спектральных индексов галактического спектра КЛ в периоды Форбуш-эффектов в октябре 2012 г.

ДАННЫЕ И МЕТОД

Для анализа использовались усредненные часовые данные наземных измерений на мировой сети нейтронных мониторов (42 станции) [6, 7], а также данные спутника GOES-13 [8]. Методом спектрографической глобальной съемки (СГС) [9-11] исследовались Форбуш-эффекты в октябре 2012 г. (период на фазе роста в 24-м цикле СА). Амплитуды модуляций отсчитывались от фонового уровня 05 октября 2012 года. В этот период электромагнитная обстановка в межпланетном пространстве и геомагнитная обстановка были спокойными: магнитных бурь не наблюдалось, вспышек класса С и выше на Солнце не было, D_{st} индекс был ~0 нТл. По данным наземных наблюдений космических лучей на мировой сети станций, используемой как единый многоканальный прибор, методом СГС возможно исследовать вариации жесткостного спектра, анизотропии и изменения жесткостей геомагнитного обрезания за каждый час наблюдений [12]. Выражение для жесткостного спектра КЛ получено в рамках модели модуляции КЛ регулярными электромагнитными полями гелиосферы [13, 14]. Жесткостный дифференциальный спектр КЛ в широком диапазоне энергий описывается выражением:

$$J(R) = A \frac{\left(\varepsilon^2 - \varepsilon_0^2\right)^{3/2}}{\varepsilon \left[\left(\varepsilon + \Delta\varepsilon\right)^2 - \varepsilon_0^2\right]} \left(\frac{\varepsilon + \Delta\varepsilon}{T_0 + \varepsilon_0}\right)^{-\gamma}, \tag{1}$$

где ε — полная энергия частиц с жесткостью R, ε_0 — энергия покоя, T_0 — кинетическая энергия, при которой интенсивность КЛ соответствующей жесткости равна A, γ — спектральный индекс галактическо-

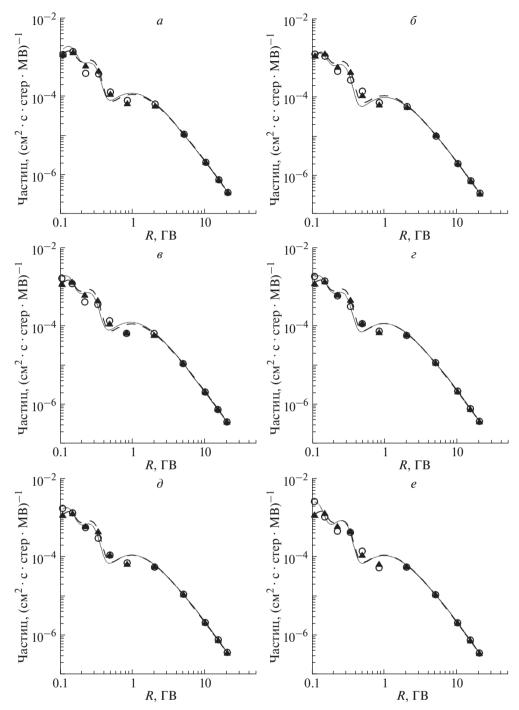


Рис. 1. Дифференциальные жесткостные спектры КЛ за 11 октября (панели a-e, 12:00, 13:00 и 15:00 UT соответственно) и 31 октября 2012 г. (панели $\varepsilon-e$, 14:00, 15:00 и 19:00 UT соответственно) совместно с фоновым спектром КЛ. Сплошные кривые — результаты расчетов модельного спектра в указанные моменты времени, круги — данные наблюдений. Пунктирная кривая — расчетный фоновый спектр, треугольники — данные наблюдений.

го спектра KЛ, $\Delta \varepsilon$ — изменение полной энергии частиц в электромагнитных полях гелиосферы.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

На рис. 1a-1e представлены дифференциальные жесткостные спектры $K\Pi$ за отдельные часы

октября 2012 г. совместно с фоновым спектром КЛ. Результаты расчетов спектра в указанные моменты времени показаны сплошными кривыми на графиках, данные наблюдений — кругами. Для сравнения расчетный фоновый спектр за 00:00 UT 5 октября 2012 года обозначен пунктирной кри-

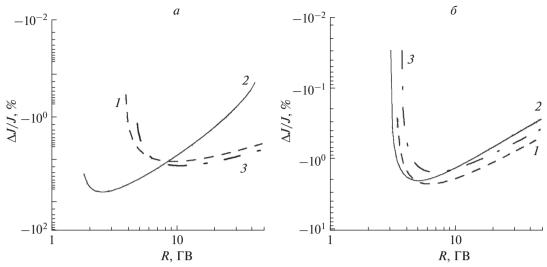


Рис. 2. Спектры вариаций первичных КЛ в отдельные моменты Форбуш-эффектов 11 (*a*) и 31 (*б*) октября 2012 г. Сплошные линии — фаза максимальной модуляции КЛ, штриховая и штрихпунктирная линии — фазы спада и восстановления соответственно.

вой, а данные наблюдений — треугольниками. Анализ рисунков показывает, что дифференциальный жесткостный спектр солнечных КЛ в этот период не описывается ни степенной, ни экспоненциальной функцией от жесткости частиц в широком диапазоне жесткостей. Используемый вид спектра хорошо (1) описывает наблюдаемую зависимость интенсивности КЛ от их жесткости в заданном диапазоне жесткостей.

На рис. 2 представлены спектры вариаций КЛ в отдельные часы 11 и 31 октября 2012 г. на разных стадиях исследуемого события. Во время фазы максимальной модуляции (13:00 UT) 11 октября (рис. 2a) максимум понижения КЛ находился в диапазоне $\sim 2-3$ ГВ, на фазе спада (12:00 UT) — в области $\sim 6-7$ ГВ, затем постепенно возвращался к начальным значениям во время восстановления (15:00 UT). Из рис. 2a видно, что вид спектра вариаций КЛ степенной только в области жесткостей от ~ 6 ГВ и выше в фазе максимальной модуляции КЛ, в другие моменты времени спектр степенным не является.

На рис. 26 представлены спектры вариаций КЛ в отдельные часы 31 октября 2012 г. на разных стадиях исследуемого события: 14:00 UT (фаза спада), 15:00 UT (фаза максимальной модуляции), 19:00 UT (фаза восстановления). Во время фазы максимальной модуляции максимум понижения КЛ находился в диапазоне ~ 3 ГВ, на фазе спада и восстановления — в области ~ 7 ГВ.

В табл. 1 приведены показатели спектра КЛ при его представлении степенной функцией по жесткости частиц в виде

$$\Delta J/J \sim R^{-\gamma},$$
 (2)

где $\Delta J/J$ — амплитуда вариаций первичного спектра КЛ, R — жесткость частиц, γ — спектральный индекс галактического спектра КЛ (показатель спектра вариаций КЛ). Значения спектрального индекса γ (2) в диапазоне жесткостей 7—50 ГВ изменяются 11 октября от 0.7 до 2.13 (стандартная ошибка \sim 0.024), 31 октября от 0.87 до 1.02 (стандартная ошибка \sim 0.022).

Табл. 1. Спектральные индексы галактического спектра КЛγ при представлении его степенной функцией жесткости частиц в различных диапазонах жесткостей

Дата и время, UT	Диапазон жесткостей, ГВ	γ
11.10.2012 12:00 UT	10-50	0.7
31.10.2012 14:00 UT	10—30	0.87
11.10.2012 13:00 UT	7–30	2.13
31.10.2012 15:00 UT	10-50	1.02
11.10.2012 15:00 UT	10-50	0.75
31.10.2012 19:00 UT	10-30	0.85

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Используемый вид спектра (1) хорошо описывает наблюдаемую зависимость интенсивности КЛ от их жесткости на всем анализируемом временном интервале. Максимум понижения КЛ во время фазы максимальной модуляции находился в диапазоне $\sim 2-3$ ГВ, на фазе спада и во время восстановления — в области $\sim 6-7$ ГВ. Вид спектра амплитуд модуляции является степенным только в области жесткостей от ~ 6 ГВ и выше в фазе максимальной модуляции КЛ во время описываемых Форбуш-эффектов, в другие моменты времени спектр степенным не является. Значения спектрального индекса γ (2) изменяются 11 октября от 0.7 до 2.1, 31 октября от 0.87 до 1.02.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России. Результаты получены на оборудовании Центра коллективного пользования "Ангара" http://ckp-rf.ru/ckp/3056/ и Уникальной научной установки "Российская национальная наземная сеть станций космических лучей (Сеть СКЛ)" [15].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Гущина Р.Т., Белов А.В., Ерошенко Е.А. и др. // Геомагн. и аэроном. 2014. Т. 54. № 4. С. 470; Gushchina R.T., Belov A.V., Eroshenko E.A. et al. // Geomagn. Aeron. 2014. V. 54. No. 4. P. 430.
- 2. Ишков В.Н. // Земля и Вселенная. 2013. № 2. С. 33.
- 3. http://tesis.lebedev.ru/sun flares.html.
- 4. http://www.spaceweather.com.
- 5. http://spaceweather.izmiran.ru.
- 6. http://nmdb.eu/nest.
- 7. ftp://ftp.isee.nagoya-u.ac.jp.
- https://satdat.ngdc.noaa.gov/sem/goes/data/avg/2012/ 10/ goes13.
- 9. Dvornikov V.M., Sdobnov V.E., Sergeev A.V. // Proc. 18th ICRC. V. 3. (Bangalore, 1983). P. 249.
- Dvornikov V.M., Sdodnov V.E. // JGR. 1997. V. 102. No. A11. Art. No. 24209.
- 11. Richardson I.G., Cane H.V., Dvornikov V.M., Sdobnov V.E. // JGR. 2000. V. 105. No. A6. Art. No. 12579.
- 12. *Lukovnikova A.A.* // Proc. 36th ICRC. V. 358. (Madison, 2019). Art. No. 27.
- Dvornikov V.M., Sdobnov V.E. // IJGA. 2002. V. 3. No. 3. P. 217.
- 14. Dvornikov V.M., Kravtsova M.V., Lukovnikova A.A. et al. // Proc. 30th ICRC. V. 1. (Merida, 2007). P. 127.
- 15. http://cr.izmiran.ru/dbs_unu.html.

Analysis of rigidity spectra of cosmic ray variations in October 2012

A. A. Lukovnikova*

Institute of Solar-Terrestrial Physics, Russian Academy of Sciences, Siberian Branch, Irkutsk, 664033 Russia *e-mail: luk@iszf.irk.ru

According to ground-based and satellite observations of cosmic rays with the world-wide network of neutron monitor stations using the spectrographic global survey method, the October 2012 Forbush-effects were studied. We obtained rigidity spectra of primary cosmic ray variations in the Earth's orbit. Parameters of the spectra of cosmic ray variations in different periods of the addressed event are presented.

УЛК 521.4

ФОРБУШ-ЭФФЕКТ И ГЕОМАГНИТНАЯ БУРЯ В АПРЕЛЕ 1990 г.

© 2021 г. М. В. Кравцова^{1, *}, С. В. Олемской¹, В. Е. Сдобнов¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Ордена Трудового Красного Знамени Институт солнечно-земной физики Сибирского отделения Российской академии наук, Иркутск, Россия *E-mail: rina@iszf.irk.ru

Поступила в редакцию 21.06.2021 г. После доработки 05.07.2021 г. Принята к публикации 28.07.2021 г.

По данным наземных измерений космических лучей на мировой сети станций исследованы Форбуш-эффект и геомагнитная буря в апреле 1990 г. Рассчитаны спектры вариаций, анизотропия космических лучей и изменения планетарной системы жесткостей геомагнитного обрезания. Определены расстояние до подсолнечной точки, радиус кольцевого тока, а также вклад кольцевого тока в $D_{\rm sr}$ -индекс во время исследуемых событий.

DOI: 10.31857/S036767652111017X

ВВЕДЕНИЕ

В период умеренной солнечной активности [1] 9 апреля 1990 г. произошла геомагнитная буря с внезапным началом ~08:42 UT, вызванная приходом ударной волны от солнечной вспышки в активной области 6007 (координаты 24° с.ш., 28° в.д.). Вспышка сопровождалась радиовсплеском II типа, что указывает на наличие коронального выброса массы [2, 3]. К сожалению, в данный период имеются только отрывочные данные наблюдений межпланетного магнитного поля (ММП), но можно отметить, что скорость солнечного ветра (СВ) на орбите Земли составляла ~500 км/с и выше, модуль ММП и его B_z -составляющая в 19:00 UT 10 апреля доходили до ~28 и ~-25 нТл, соответственно. В этот период на мировой сети станций космических лучей (КЛ) наблюдался Форбуш-эффект (ФЭ). Следует отметить, что максимальное понижение интенсивности КЛ произошло почти на сутки раньше максимальной депрессии геомагнитного поля. Так максимальное понижение скорости счета нейтронного монитора (НМ) в Иркутске составило $\sim -8\%$ в 21:00 UT 9 апреля, а минимальное значение D_{st} -индекса составило —280 нТл 10 апреля 1990 г. в 19:00 UT.

В работе рассчитаны спектры вариаций и анизотропия КЛ, а также параметры магнитосферных токовых систем в период исследуемых событий, с целью получения дополнительной информации для понимания природы этих явлений.

ДАННЫЕ И МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

Для анализа использовались данные мировой сети станций КЛ (42 HM) [4], исправленные на

давление и усредненные за часовые интервалы, а также данные космического аппарата GOES-7 (протоны в семи энергетических интервалах 0.8—4, 4—9, 9—15, 15—40, 40—80, 80—165 и 165—500 МэВ) [5]. Амплитуды модуляции отсчитывались от фонового уровня 8 апреля 1990 г. Выбор спокойного периода обусловлен тем, что в этот период электромагнитная обстановка в межпланетном пространстве и геомагнитная обстановка были спокойными, а спектр галактических КЛ наименее модулирован.

Анализ выполнен с применением метода спектрографической глобальной съемки (СГС) [6, 7]. Результаты интерпретированы в рамках модели модуляции КЛ регулярными электромагнитными полями гелиосферы [8] и осесимметричной модели ограниченной магнитосферы Земли [9].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 приведены амплитуды вариаций нейтронной компоненты КЛ ($\Delta I/I$) на ст. Иркутск ($R_c=3.64~\Gamma B$), амплитуды вариаций КЛ с жесткостью 10 ГВ на границе магнитосферы ($\Delta J/J$), амплитуды первой (A_1) и второй (A_2) гармоник питч-угловой анизотропии для частиц с жесткостью 4 ГВ, а также изменения жесткости геомагнитного обрезания (ЖГО) (ΔR) в Иркутске совместно с D_{st} -индексом 6—15 апреля 1990 г. Амплитуда понижения интенсивности КЛ на ст. Иркутск (см. рис. 1a) 9 апреля в $21:00~\rm UT$ составила $\sim -8\%$, а амплитуда эффекта в это время для частиц с жесткостью 10 ГВ на границе магнитосферы составила $\sim -15\%$. Максимальные значения A_1 (более 20%) наблюдались 7, 8 и 10 апреля, а A_2 ($\sim 15\%$) — 9 ап-

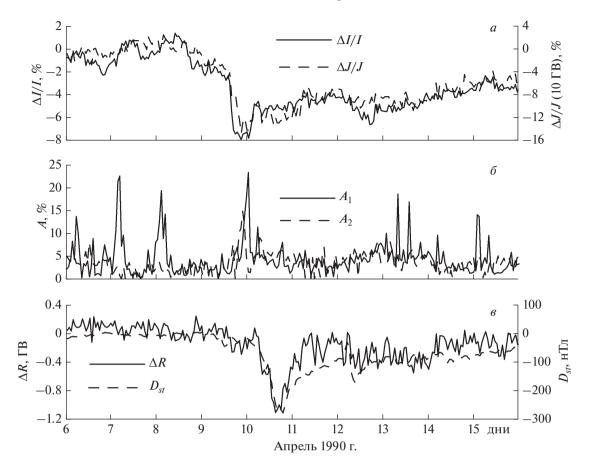


Рис. 1. Вариации нейтронной компоненты КЛ на ст. Иркутск (сплошная кривая) совместно с вариациями изотропной составляющей интенсивности первичных КЛ с жесткостью 10 ГВ (штриховая кривая) (а). Амплитуды первой A_1 (сплошная кривая) и второй A_2 (штриховая кривая) гармоник питч-углового распределения КЛ с жесткостью 4 ГВ (б); Временной ход изменений ЖГО в Иркутске ($R_c = 3.64$ ГВ) (сплошная кривая) совместно с D_{st} -индексом (штриховая кривая) (в).

реля (см. рис. 1δ). В рамках модели модуляции КЛ регулярными электромагнитными полями гелиосферы [8] возрастание амплитуд A_1 и A_2 (двунаправленной) наблюдается при изменениях напряженности ММП. Перед началом ФЭ амплитуды A_1 наблюдались в отдельные часы 06:00-08:00 UT, а также перед понижением интенсивности КЛ в конце 9—начале 10 апреля. Появление A_2 указывает на пребывание Земли в магнитном поле петлеобразной структуры. В это время повышенный поток частиц наблюдался из направлений с координатами в солнечно-эклиптической геоцентрической системе $\psi = \sim 110^\circ$, $\lambda = \sim 20^\circ$ и $\psi = \sim 270^\circ$, $\lambda = \sim -20^\circ$.

Изменения ЖГО в Иркутске в период магнитной бури, сопровождавшей $\Phi \ni$, доходили до \sim 1.1 ГВ (см. рис. 1 θ). Максимальное понижение ЖГО и D_{st} -индекса произошло 10 апреля в 15:00 UT и в 19:00 UT, соответственно. Коэффициент корреляции между изменениями ЖГО в Иркутске и D_{st} -индексом составил \sim 0.82. $\Phi \ni$ на Земле произошел на \sim 18 ч раньше, чем максимальное пониже-

ние ЖГО и на \sim 22 ч раньше, чем депрессия D_{sr} -индекса. Причиной большой разницы начала Φ Э и геомагнитный бури согласно [10, 11] является геометрический фактор пересечения Землей переднего фронта крупномасштабных возмущений СВ.

Спектры вариаций КЛ в период рассматриваемого ФЭ не являются степенными в широкой области жесткостей. Только в диапазоне жесткостей выше $\sim 10~\Gamma B$ эти спектры по жесткости близки к степенным. Получены средние значения показателя степени γ на разных стадиях события при аппроксимации жесткостных спектров вариаций степенной функцией от жесткости частиц в диапазоне жесткостей выше $10~\Gamma B$. В моменты максимальной модуляции КЛ спектры вариаций мягче ($\gamma = 0.93$), чем на фазах спада ($\gamma = 0.80$), и восстановления ($\gamma = 0.87$) интенсивности КЛ.

На основе рассчитанных планетарных изменении ЖГО в период магнитной бури в апреле 1990 г. в рамках осесимметричной модели ограниченной магнитосферы, учитывающей токи на магнитопаузе и кольцевой ток [9], мы рассчитали расстоя-

ние до подсолнечной точки и радиус кольцевого тока, силу кольцевого тока (I_{DR}) , тока на магнитопаузе (I_{DCF}) , а также соотношение между вкладами от этих токов в D_{st} -индекс на разных фазах магнитной бури.

На рис. 2 представлены изменения ЖГО в отдельные моменты на разных фазах геомагнитной бури в апреле 1990 г. в зависимости от ЖГО. Видно, что на фазах наиболее интенсивного развития магнитной бури и на фазах ее затухания результаты расчетов изменений ЖГО по данным наблюдений интенсивности КЛ на мировой сети станций хорошо описываются осесимметричной моделью ограниченной магнитосферы [9], включающую только кольцевой ток и токи на магнитопаузе.

В табл. 1 представлены наблюдаемые (D_{st} набл) и рассчитанные (D_{st} расч) значения D_{st} -индекса на разные фазах развития магнитной бури, а также вклад кольцевого тока (D_{st} D_{cr}) и токов на магнитопаузе (D_{st} D_{cr}) в полную величину D_{st} -индекса и силу тока этих токовых систем. Рассчитанные параметры кольцевого тока и тока на магнитопаузе отражают суммарные вклады нескольких токовых систем. Поэтому правильнее говорить об эффективных радиусах токовых систем, дающих вклады в D_{st} -индекс подобно кольцевому току и току на магнитопаузе.

В табл. 2 приведены средние радиусы кольцевого тока (r_c) в единицах радиуса Земли и средние расстояния до подсолнечной точки (r_m) в рамках осесимметричной модели ограниченной магнитосферы для разных фаз развития геомагнитной бури. Минимальные радиусы кольцевого тока наблюдаются в главной фазе геомагнитной бури с

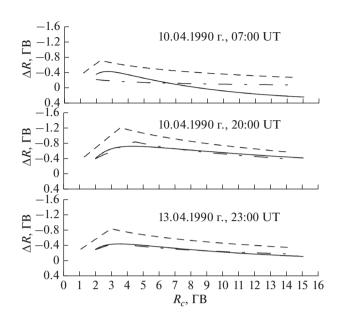


Рис. 2. Зависимость изменения ЖГО от ЖГО на разных фазах геомагнитной бури в апреле 1990 г. Сплошная линия — результаты, полученные из данных мировой сети станций КЛ методом СГС, штрих-пунктирная линия — расчет по осесимметричной модели ограниченной магнитосферы с кольцевым током. Штриховая линия — вклад в изменения ЖГО от кольцевого тока, полученного по осесимметричной модели ограниченной магнитосферы.

последующим возрастанием на фазе восстановления геомагнитного возмущения. Поскольку в осесимметричной модели ограниченной магнитосферы не учитываются вклад многих токовых систем, а рассчитанные значения D_{sr} -индекса в неко-

Таблица 1. Вклад DR и DCF-токов в развитии магнитной бури в апреле 1990 г. на разных стадиях эффекта

Дата	D_{st} набл, н T л	D_{st} расч, нТл	$D_{st\ DR}$, н ${ m T}{ m Л}$	$D_{st\ DCF}$, нТл	I_{DR} , 10^6 A	I_{DCF} , 10^6 A
10.04.1990 г. 07:00 UT	-65	-38	-171	133	14.9	4.9
10.04.1990 г. 20:00 UT	-257	-254	-386	132	15.4	3.1
13.04.1990 г. 23:00 UT	-93	-118	-236	118	13.5	3.1

Таблица 2. Средние значения радиусов кольцевого тока (r_c) в единицах радиуса Земли и расстояния до подсолнечной точки (r_m) в рамках осесимметричной модели ограниченной магнитосферы для разных фаз развития геомагнитной бури

10 апреля 1990 г.				13 апреля 1990 г.		
начальная фа	начальная фаза в 07:00 UT главная фаза в 20:00 UT			фаза восстановл	ения в 23:00 UT	
r_c	r_m	r_c	r_m	r_c	r_m	
~4.8	~8.4	~3.8	~8.5	~4.2	~8.7	

торые моменты близки к наблюдаемым, можно предположить, что в эти периоды магнитной бури основной вклад в ее интенсивность вносят симметричная составляющая DR и DCF-токов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Спектры вариаций КЛ в период ФЭ не являются степенными в широкой области жесткостей, только выше ~10 ГВ жесткостные спектры вариаций КЛ близки к степенным. При аппроксимации спектров вариаций в период ФЭ степенной функцией от жесткости частиц при жесткости более 10 ГВ на фазе максимальной модуляции интенсивности КЛ наблюдается наибольший показатель спектра. В период повышенной амплитуды двунаправленной питч-угловой анизотропии КЛ в апреле 1990 г. Земля находилась в петлеобразной структуре ММП. Показана возможность по данным наземных измерений КЛ на мировой сети станций проводить количественную оценку радиуса и силу кольцевого тока, а также рассчитывать расстояние до подсолнечной точки и силу тока на магнитопаузе в периоды геомагнитных возмущений.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России. Результаты получены с использованием оборудования Центра коллективного пользования "Ангара" http://ckp-rf.ru/ckp/3056/и Уникальной научной установки "Российская

национальная наземная сеть станций космических лучей" (Сеть СКЛ) [12].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Antalova A. // Contrib. Astron. Obs. Skalnate Pleso. 1991. V. 21. P. 205.
- Wild J. P., Smerd, S.F., Weiss A.A. // Annu. Rev. Astron. Astrophys. 1963. V. 1. P. 291.
- 3. *Gopalswamy N. //* In: The Sun and the Heliosphere as an integrated system. Dordrecht: Springer, 2004. V. 317. P. 201.
- 4. http://center.stelab.nagoya-u.ac.jp/WDCCR.
- 5. http://satdat.ngdc.noaa.gov./sem/goes/data/new avg.
- 6. Richardson I.G., Dvornikov V.M., Sdobnov V.E., Cane H.V. // JGR. 2000. V. 105. Art. No. 12579.
- 7. *Кравцова М.В., Сдобнов В.Е.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 2. С. 196; *Kravtsova M.V., Sdobnov V.E.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 2. P. 177.
- 8. Дворников В.М., Кравцова М.В., Сдобнов В.Е. // Геомагн. и аэроном. 2013. Т. 53. № 4. С. 457; *Dvornikov V.M., Kravtsova M.V., Sdobnov V.E.* // Geomagn. Aeron. 2013. V. 53. No. 4. P. 430.
- 9. *Кичигин Г.Н., Сдобнов В.Е.* // Геомагн. и аэроном. 2017. Т. 57. № 2. С. 149; *Kichigin G.N., Sdobnov V.E.* // Geomagn. Aeron. 2017. V. 57. No. 2. P. 132.
- 10. *Шадрина Л.П., Мамрукова В.П., Плотников И.Я.* // Геомагн. и аэроном. 1996. Т. 36. № 3. С. 169.
- 11. Shadrina L.P., Starodubtsev S.A., Plotnikov I.Ya. // IJGA. 2001. V. 2. No. 3. P.
- 12. https://ckp-rf.ru/usu/433536.

Forbush effect and geomagnetic storm in April 1990

M. V. Kravtsova^{a, *}, S. V. Olemskoy^a, V. E. Sdobnov^a

^aInstitute of Solar-Terrestrial Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Irkutsk, 664033 Russia *e-mail: rina@iszf.irk.ru

We studied the Forbush effect and geomagnetic storm in April 1990 from data of ground-based measurements of cosmic rays at the worldwide network of stations. Spectra of variations, anisotropy of cosmic rays and changes of the planetary system of geomagnetic cutoff rigidities were calculated. We determined the distance to the subsolar point, radius of the ring current, and the ring current contribution to $D_{\it SI}$ -index during the investigated events.

УЛК 524.1

СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ МЕТОДА ИССЛЕДОВАНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ НА ОСНОВЕ ДАННЫХ СЕТИ МЮОННЫХ ТЕЛЕСКОПОВ

© 2021 г. П. Ю. Гололобов^{1, *}, А. С. Зверев¹, В. Г. Григорьев¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт космофизических исследований и аэрономии имени Ю.Г. Шафера Сибирского отделения Российской академии наук, Якутск, Россия *E-mail: gpeter@ikfia.ysn.ru

Поступила в редакцию 21.06.2021 г. После доработки 05.07.2021 г. Принята к публикации 28.07.2021 г.

Представлен метод определения углового распределения космических лучей на основе данных наземных мюонных телескопов. Метод представляет собой сферический анализ экспериментальных данных с учетом взаимосвязи первичного и наблюдаемого на Земле вторичного излучения космических лучей. Рассматриваются методические вопросы, связанные с улучшением качества получаемых результатов.

DOI: 10.31857/S0367676521110119

ВВЕДЕНИЕ

Условия распространения галактических космических лучей (КЛ) в гелиосфере определяют наблюдаемую анизотропию их углового распределения в околоземном космическом пространстве. Хотя величина анизотропии КЛ значительно меньше изотропной интенсивности, связь ее со структурой и динамикой гелиосферы является важным каналом информации для исследований в области солнечно-земной физики и космической погоды.

Анизотропия КЛ проявляет себя в виде периодических вариаций интенсивности (например, суточных) измеряемых наземными детекторами КЛ. При этом определение параметров этих вариаций при помощи отдельного детектора не позволяет достигать разрешения менее суток. Для более корректного определения процессов в распределении КЛ в межпланетном пространстве в ИКФИА СО РАН был разработан метод глобальной съемки [1]. Этот метод и другие ее аналоги [2-4] дают возможность использовать всю мировую сеть нейтронных мониторов в качестве единого многонаправленного прибора, который способен непрерывно отслеживать динамику углового распределения КЛ за каждый измеряемый момент времени.

Современный уровень развития мировой сети многонаправленных мюонных телескопов (МТ) позволяет реализовать на основе их данных, ме-

тодику по исследованию распределения КЛ аналогичную глобальной съемке. При этом, энергии первичных КЛ, регистрируемых МТ существенно выше, чем регистрируемых нейтронными мониторами. Поэтому определяемое при таком подходе распределение КЛ является отражением динамики более крупномасштабной структуры гелиосферы. При этом реализация метода глобальной съемки по данным МТ является более информативной, что обусловлено следующими моментами: КЛ с относительно высокими энергиями менее чувствительны к мелкомасштабным неоднородностям солнечного ветра. Получаемые параметры распределения КЛ при помощи МТ являются менее "зашумленным", поскольку нейтронные мониторы, за исключением единичных станций, собирают КЛ в основном из экваториальных областей, а МТ регистрируют КЛ и с высоких широт.

МЕТОД ГЛОБАЛЬНОЙ СЬЕМКИ ПО ДАННЫМ СЕТИ МЮОННЫХ ТЕЛЕСКОПОВ

Предлагаемый подход является вариантом известного метода глобальной съемки [1], но основанного на использовании данных МТ (GMDN) и расчетов приемных векторов [5] для этих приборов. МТ имеющие различные приемные векто-

ры $\overline{R_n^{m,j}}$ по каждому каналу наблюдения, реги-

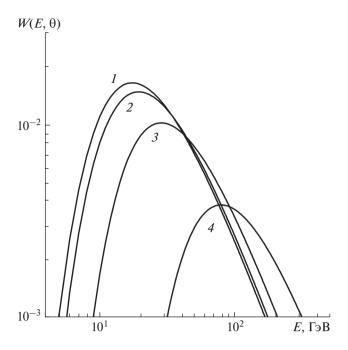


Рис. 1. Коэффициенты связи под зенитными углами 0° (*I*), 25° (*2*), 50° (*3*) и 75° (*4*) для МТ используемых в данной работе.

стрируют интенсивность I^{j} , которую можно определить следующим образом:

$$I^{j} = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{n} \left(a_{n}^{m} x_{n}^{m,j} + b_{n}^{m} y_{n}^{m,j} \right) k_{n}^{j}, \tag{1}$$

где $x_n^{m,j}$, $y_n^{m,j}$ — компоненты вектора $\overline{R_n^{m,j}}$, a_n^m , b_n^m — компоненты многомерного вектора распределения КЛ $\overline{A_n^m}$. При наличии данных с достаточного количества детекторов, компоненты вектора $\overline{A_n^m}$ могут быть найдены путем решения вышеприведенной системы уравнений.

УЧЕТ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ФАКТОРОВ ПРИЕМНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СТАНЦИЙ МТ

При расчете компонент приемных векторов $x_n^{m,j}$, $y_n^{m,j}$ учитываются следующие факторы: влияние атмосферы Земли, особенности геометрии и географического положения прибора, снос частиц геомагнитным полем.

Для учета влияния атмосферы используется метод коэффициентов связи [6]. При этом, в отличии от нашей ранней работы [7], для использования МТ в новой методике также введен учет зенитно-угловой зависимости $W\left(E,\theta\right)$. Коэффициенты связи $W\left(E,\theta\right)$ могут быть определены если известна множественность генерации мюонов в

атмосфере Земли. Теоретические расчеты множественности были получены в работе [8] для Якутского спектрографа КЛ. Для МТ сети GMDN (Нагоя, Сао-Мартиньо, Кювейта и Хобарта) [9] определены согласно аналитическому выражению, полученному в работе [10]. Как правило коэффициенты $W(E,\theta)$ зависят от уровня солнечной активности, однако в случае МТ такая зависимость незначительна и в данной работе игнорируется.

Также уточнены геометрические особенности детекторов. Диаграммы направленности $N\left(\theta,\phi\right)$ определены с учетом схемы совпадений каждого МТ и находятся путем вычисления следующего выражения:

$$N(\theta, \varphi) = [L - H(\sin\varphi \, tg\theta - \sin\alpha \, tg\beta)] \times \times [L - H(\cos\varphi \, tg\theta - \cos\alpha \, tg\beta)] \cos^2\theta \sin\theta,$$
(2)

где θ и ϕ — зенитный и азимутальный углы прихода частиц, L и H — размеры детектора (считается квадратной формы) и расстояние между верхним и нижним счетчиками, а α и β — зенитный и азимутальный углы, определяющие взаимное расположение верхних и нижних счетчиков.

Найденные параметры $W(E,\theta)$ и $N(\theta,\phi)$ на примере станции Хобарт приведены на рис. 1 и 2.

УЧЕТ ОРБИТАЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ ЗЕМЛИ И ТЕМПЕРАТУРНОГО ЭФФЕКТА

Движение Земли вокруг своей орбиты приводит к эффекту Комптона—Геттинга (КГ) [11]. Как было показано в [12], создаваемая анизотропия направлена на 6 ч по местному времени и имеет

следующие компоненты
$$a_1^0 = 0, a_1^{1,\text{K}\Gamma} = -\frac{(2+\gamma)\upsilon_3}{c}$$

и $b_1^{1,\text{K}\Gamma}=0$, где γ — показатель энергетического спектра ГКЛ, а υ_3 и c — скорости Земли и света, соответственно. При известных значениях γ и υ_3 амплитуда эффекта будет равна 0.047%. Такая анизотропия считается постоянной, однако, вследствие влияний магнитного поля и атмосферы Земли, регистрируется различными направлениями МТ в разной степени. Учет этого эффекта осуществляется путем определения приемных векторов $x_1^{0,\text{K}\Gamma}$, $x_1^{1,\text{K}\Gamma}$ и $y_1^{1,\text{K}\Gamma}$ для каждого направления МТ и последующей корректировки наблюдательных данных на возникающие вариации интенсивности КЛ $I^{\text{K}\Gamma}$.

Интенсивность КЛ, регистрируемая МТ, имеет большой температурный эффект. Основной сложностью в учете эффекта является недоступность либо недостаточное временное разрешение измерений температурного разреза атмосферы. С другой стороны, такие прямые измерения могут быть заменены спутниковыми. Для анализа привлекались результаты модели атмосферы нацио-

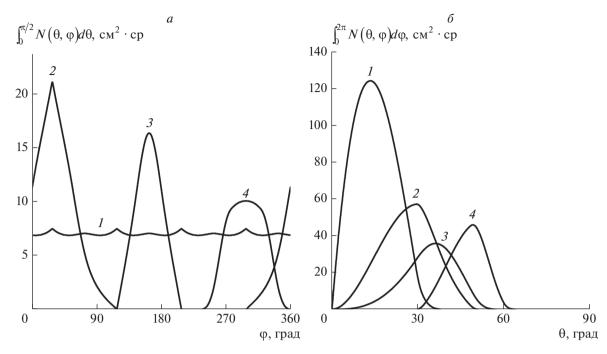


Рис. 2. Интегральные азимутальные (a) и зенитные (б) диаграммы направленности каналов МТ Хобарт: V(1), N(2), SE(3) и W2(4). Каналы обозначены согласно [9].

нального центра экологического прогнозирования США NCEP, позволяющие получать через каждые 6 ч (0, 6, 12, 18 UT) данные о температурном разрезе атмосферы на 17 стандартных изобарических уровнях в диапазоне 10-1000 гПа [13]. По данным высотного распределения температуры вычисляются эффективная и среднемассовая температуры необходимые для оценки температурного эффекта вторичной мюонной компоненты КЛ. Применение такого метода позволяет определить интенсивность КЛ, возникающую в результате колебаний температуры атмосферы $I^{\Delta t}$.

В итоге, интенсивность КЛ, входящая в уравнение (1), будет определяться выражением: $I = I^{0,j} - I^{K\Gamma} - I^{\Delta t}$, где $I^{0,j}$ — наблюдаемая наземным детектором интенсивность КЛ без учета эффектов температуры и Комптона—Геттинга.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены дополнительные методические доработки метода глобальной съемки на основе данных мировой сети мюонных телескопов, необходимые для получения более корректной информации по угловому распределению КЛ.

С учетом проведенных методических работ проведены расчеты параметров двух первых моментов функции углового распределения КЛ по данным сети мюонных телескопов GMDN и станции Якутск за 2012—2018 гг. Результаты расче-

тов представлены по ссылке https://www.ysn.ru/smt/GS-GMDN.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-02-00451-а и с использованием оборудования уникальной научной установки "Российская национальная наземная сеть станций космических лучей". Авторы выражают благодарность создателям баз данных NMDB, MDDB и GMDN за предоставленную информацию.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Крымский Г.Ф., Кузьмин А.И., Чирков Н.П. и др. //* Геомагн. и аэроном. 1967. Т. 7. № 1. С. 11.
- 2. Белов А.В., Ерошенко Е.А., Янке В.Г. и др. // Геомагн. и аэроном. 2018. Т. 58. № 3. С. 374; Belov A.V., Eroshenko E.A., Yanke V.G. et al. // Geomagn. Aeron. 2018. V. 58. No. 3. P. 356.
- 3. Dvornikov V.M., Sdobnov V.E., Sergeev A.V. // Proc. 18th ICRC. V. 3. (Bombay, 1983). P. 249.
- 4. Kuwabara T., Munakata K., Yasue S. et al. // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31. Art. No. L19803.
- Крымский Г.Ф., Кузьмин А.И., Кривошапкин П.А. и др. Космические лучи и солнечный ветер. Новосибирск: Наука, 1981. 224 с.
- 6. Дорман Л.И. Вариации космических лучей. М.: Гос. изд-во техн.-теор. лит., 1957. 492 с.
- 7. Grigoryev V.G., Gololobov P.Yu., Krivoshapkin P.A. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2019. V. 82. No. 6. P. 786.
- 8. *Крымский Г.Ф., Кривошапкин П.А., Григорьев В.Г.* // Геомагн. и аэроном. 2011. Т. 51. № 5. С. 716; *Krymskii G.F., Krivoshapkin P.A., Grigor'ev V.G.* // Geomagn. Aeron. V. 51. No. 5. P. 702.

- http://cosray.shinshu-u.ac.jp/crest/DB/Public/Archives/ GMDN.php.
- 10. Fujimoto K., Murakami K., Kondo I., Nagashima K. // Proc. 15th ICRC. V. 4. (Budapest, 1977). P. 321.
- Compton A.H., Getting I.A. // Phys. Rev. 1935. V. 47. P. 817.
- Munakata K., Kozai M., Kato C., Kota J. // Astrophys. J. 2014. V. 791. P. 22.
- 13. Беркова М.Д., Григорьев В.Г., Преображенский М.С. и др. // ЯФ. 2018. Т. 81. № 6. С. 673; Berkova M.D., Grigoryev V.G., Preobrazhensky M.S. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2018. V. 81. P. 776.

Improvement of the method for studying the distribution of cosmic rays based on data from the network of muon telescopes

P. Yu. Gololobov^{a, *}, A. S. Zverev^a, V. G. Grigoryev^a

^a Shafer Institute of Cosmophysical Research and Aeronomy, Yakut Scientific Centre of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Yakutsk, Russia
*e-mail: gpeter@ikfia.vsn.ru

A method for determining the angular distribution of cosmic rays based on data from ground-based muon telescopes is presented. The method represents itself as a spherical analysis of experimental data taking into account the relationship between primary and secondary cosmic ray radiation observed on Earth. Methodological issues related to improving the quality of the obtained results are considered.

УЛК 524.1-352

ПОИСК ОПТИМАЛЬНЫХ ТОЧЕК РАЗМЕЩЕНИЯ ПОРТАТИВНОГО НЕЙТРОННОГО МОНИТОРА

© 2021 г. Ю. В. Балабин*

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение "Полярный геофизический институт", Anamumы, Poccuя *E-mail: balabin@pgia.ru Поступила в редакцию 21.06.2021 г. После доработки 05.07.2021 г. Принята к публикации 28.07.2021 г.

Выполнен поиск места размещения портативного прибора для мониторинга космических лучей. Критерием отбора служило условие получения новых данных, не дублированных уже имеющимися станциями.

DOI: 10.31857/S0367676521110053

ВВЕДЕНИЕ

Необходимость дополнительных точек измерения, расположенных в высоких широтах, во время солнечных событий GLE проявлялась не раз. Для решения обратной задачи GLE требуется как можно больше точек измерения, потому что солнечные космические лучи обладают сильной анизотропией, доходящей на начальной фазе до 1. Однако установка нового нейтронного монитора в современных условиях невозможна в первую очередь по финансовым причинам.

Лабораторией космических лучей ПГИ был разработан и создан недорогой, простой в эксплуатации портативный детектор нейтронов (ПДН) с энергиями от тепловых до ~1 МэВ. Фактически это мобильный вариант бессвинцовой секции нейтронного монитора [1]. Предполагалось использовать его в сезонных морских экспедициях. Однако ПДН может быть установлен на долгий срок в различных удаленных пунктах (метеостанциях, маяках и пр.). ПДН не требует обслуживания и наладки, запись данных производится на флэш-карту, определение географических координат и коррекция часов микроконтроллера производится автоматически по сигналам GPS. Потребляемая прибором мощность менее 15 Вт [2].

На территории России находятся шесть среднеширотных станций нейтронных мониторов (НМ): Москва, Баксан, Новосибирск, Иркутск, Якутск и Магадан, а также пять высокоширотных: Баренцбург, Апатиты, Норильск, Тикси и Мыс Шмидта. Российская часть составляет более четверти в мировой сети НМ [3, 4], однако, при решении обратной задачи GLE (восстановление параметров потока солнечных космических лу-

чей по данным наземной сети НМ) [5] данных все мировой сети НМ порой недостаточно для получения решения с хорошей точностью. Основная причина в том, что потоки солнечных космических лучей имеют сильную анизотропию. Например, внутри обширной области, обозначенной четверкой станций Апатиты, Москва, Новосибирск, Норильск, нет ни одного НМ. При решении обратной задачи подобные слепые места ухудшают сходимость, поскольку имеется протяженная область (в угловых координатах), где отсутствуют данные о потоках космических лучей. Показательным примером может служить событие 28.10.2003 [6]. Станция Норильск отметила существенное возрастание солнечных космических лучей на полчаса ранее остальных. Другие ближайшие НМ (Апатиты, Тикси, Мыс Шмилта) в этот момент показали возрастание чуть выше уровня шумов, но их конуса отстояли от Норильска не менее 40-50 градусов. По этой причине начальная фаза этого события при решении обратной задачи, если не опускается, то решается с большой ошибкой — мало точек, давших измерения.

На рис. 1 приведена карта асимптотических конусов (АК) ряда НМ мировой сети в событии GLE65 [6]. Названия станций приведены у края, обеспечивающего прием частиц 20 ГВ. Противоположный край соответствует 1 ГВ. Ось анизотропии потока обозначена "+", тонкие линии с числами — линии равных питч-углов. Использована GSE-система координат. Особенность большинства станций в том, что "мягкая часть" (принимающая частицы 1–5 ГВ) АК даже у заполярных станций (Апатиты, Тикси) располагается вблизи магнитного экватора. И только крайне

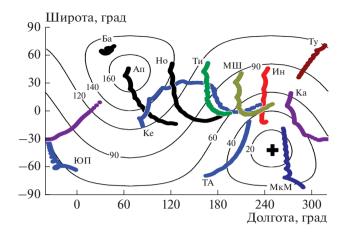


Рис. 1. Карта асимптотических конусов приема ряда станций НМ мировой сети в событии GLE65. Обозначены следующие российские станции: Ба — Баренцбург, Ап — Апатиты, Но — Норильск, Ти — Тикси, МШ — мыс Шмидта.

высокоширотные станции (российская станция Баренцбург и американская Туле) имеют АК, располагающийся целиком выше 60°. В этом событии был отмечен обратный поток (на питч-углах более 140° и с жесткостью <5 ГВ он был сравним с основным потоком) на поздней фазе события. Однако, как видно из рис. 1, его способен был принять только Баренцбург, что маловато для решения обратной задачи.

ПДН является недорогим прибором, имеется возможность изготовить и разместить один или несколько таких детекторов. В данной работе представлены результаты поисков возможных мест размещения ПДН. Критерием отбора мест являлась возможность принимать потоки космических лучей из направлений, недоступных для других станций. Для этого вычислялись АК приема предполагаемых мест размещения, которые затем сравнивались с конусами уже существующих станций.

Разработанный и изготовленный ПДН имеет недостаток: его счет составляет 60 имп./мин. В нем 6 счетчиков. Можно увеличить их число до двух десятков без существенного увеличения габаритов и веса. Для типичного пятиминутного усреднения, используемого в методике решения обратной задачи), ПДН обеспечит приемлемую точность (~1000 импульсов за 5 мин).

ПДН чувствителен к нейтронам от тепловых энергий до сотен кэВ [1], потоки которых имеют существенные вариации, связанные с окружающими условиями, в том числе погодными. Это делает ПДН малопригодным к мониторингу вариаций космических лучей. События GLE длятся лишь часы, и фоновый поток на этот период можно считать постоянным. ПДН имеет свою собствен-

ную удельную функцию сбора. Она отличается от удельной функции для HM, но известна и продолжает уточняться путем моделирования [8—10].

РАСЧЕТ АК ВОЗМОЖНЫХ ТОЧЕК РАЗМЕЩЕНИЯ И ВЫБОР НАИЛУЧШЕГО МЕСТА

Было выбрано около десятка пунктов, где возможно размещение ПНД. В средних широтах точки соответствовали городам (Ростов-на-Дону, Сыктывкар, Челябинск, Лесосибирск, Петропавловск-Камчатский, Южно-Сахалинск), а в высоких широтах точки выбирались на местности (архипелаги Земля Франца-Иосифа и Новая Земля, северная оконечность Таймыра, бухта Провидения). Затем для действующих российских станший и новых пунктов вычислялись АК. Расчет АК велся в модели Т-89 (Цыганенко-89) [7] магнитосферы Земли с шагом 0.01 ГВ при спокойной магнитосфере с Kp = 1. При задании даты выбрано равноденствие, когда магнитный диполь перпендикулярен эклиптике. Для того, чтобы качественно оценить пределы изменения АК станций в течение суток, АК вычислялись для четырех моментов времени: 03, 09, 15 и 21 UT. На рис. 2 приведены АК действующих российских станций и возможных мест размещения только для двух моментов времени: 09 и 21 UT.

АК ст. Петропавловск-Камчатский и бухта Провидения располагаются близко к действующим ст. Магадан и мыс Шмидта. Аналогичная ситуация с другими выбранными среднеширотными точками размещения. Их АК располагаются вблизи уже действующих ст. Апатиты, Москва, Баксан, Новосибирск. Следовательно, размещение в этих пунктах ПДН ситуацию с обзором небесной сферы улучшит ненамного: данные новой станции будут дублировать уже существующие.

АК высокоширотных пунктов Земля Франца-Иосифа, Новая Земля, Таймыр большую часть времени суток располагаются в областях небесной сферы, которые никакими действующими станциями не обозреваются. Кроме того, АК указанных станций половину суток направлены в сторону северного полюса эклиптики, откуда, за исключением Баренцбурга, ни одна станция не принимает потоки КЛ. Таким образом, оптимальными с точки зрения ценности получаемой новой информации будут станции, расположенные на архипелагах Земля Франца-Иосифа и Новая Земля, или на северной оконечности полуострова Таймыр. Это могут быть поселки Рогачево, Диксон или какието технические пункты на побережье: метеостанции, маяки.

Следует отметить, что расчет АК велся в диапазоне жесткостей $1-20~\Gamma B$, который является рабочим для стандартного НМ [1], и выводы, сде-

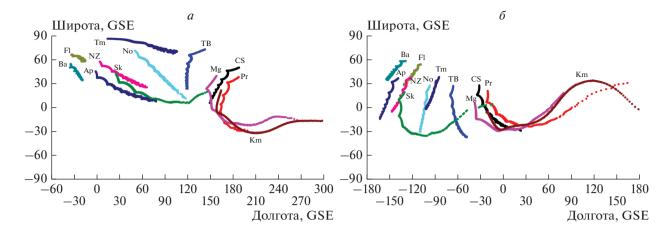


Рис. 2. АК российских действующих и предполагаемых станций для 09 UT. Ва — Баренцбург, FI — Земля Франца-Иосифа, Ар — Апатиты, NZ — Новая Земля, Tm — Таймыр, Sk — Сыктывкар, No — Норильск, ТВ — Тикси, Mg — Магадан, CS — мыс Шмидта, Pr — бухта Провидения, Km — Петропавловск-Камчатский (a). АК тех же станций для 21 UT (б).

ланные для ПДН, верны также и для НМ. При размещении стандартного НМ в указанных высокоширотных пунктах получаемая информация о вариациях космических лучей будет иметь ценность, поскольку другие НМ не принимают из этой части небесной сферы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На территории России был выбран и рассмотрен десяток средне- и высокоширотных пунктов размещения детектора нейтронов. Расчет асимптотических конусов приема для выбранных пунктов выполнялся в модели магнитосферы Т-89. Сравнение асимптотических конусов показало, что конусы новых среднеширотных станций располагаются вблизи уже существующих станций, и новые станции булут дублировать лействующие. Ценность таких данных невелика. В то же время новые высокоширотные пункты для мониторинга космических лучей на Земле Франца-Иосифа, Новой Земле или на севере Таймыра были бы весьма полезны, поскольку их асимптотические конусы приема располагаются в недоступных для других станций направлениях. Полученный вывод касается размещения не только разработанного портативного детектора, но и стандартного нейтронного монитора, поскольку асимптотические конусы рассчитывались от 1 до 20 ГВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Дорман Л.И. Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей. М.: Наука, 1975. 402 с.
- Mikhalko E.A., Maurchev E.A. // E3S Web Conf. 2019.
 V. 127. Art. No. 02001.
- 3. Гвоздевский Б.Б., Белов А.В., Гущина Р.Т. и др. // Phys. Aur. Phenom. 2018. V. 41. C. 80.
- 4. http://www01.nmdb.eu/station.
- 5. Vashenyuk E.V., Balabin Yu.V., Gvozdevsky B.B. // Astrophys. Space Sci. Trans. 2011. V. 7. P. 459.
- Miroshnichenko L.I., Klein K.-L., Trottet G. et al. // J. Geophys, Res. 2005. V. 110. Art. No. A09S08.
- 7. Tsyganenko N.A. // Planet. Space Sci. 1989. V. 37. No. 1. P. 5.
- 8. *Pioch C., Mares V., Vashenyuk E.V. et al.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2011. V. 626–627. P. 51.
- 9. Vashenyuk E.V., Balabin Yu.V., Stoker P.H. // Adv. Space Res. 2007. V. 40. P. 331.
- Maurchev E.A., Balabin Yu.V. // Sol.-Terr. Phys. 2016.
 V. 2. No. 4. P. 3.

Search for the optimal locations for the portable neutron monitor

Yu. V. Balabin*

Polar Geophysical Institute, Apatity, 184211 Russia *e-mail: balabin@pgia.ru

The search for the location of a portable instrument for monitoring cosmic rays was carried out. The selection criterion was the condition for obtaining new data that were not duplicated by the existing stations.

УЛК 524.1

КОМПАКТНЫЕ СЧЕТЧИКИ ЗАРЯЖЕННОЙ КОМПОНЕНТЫ КАК ДОПОЛНИТЕЛЬНОЕ СРЕДСТВО ВЕРИФИКАЦИИ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОХОЖДЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ЧЕРЕЗ АТМОСФЕРУ ЗЕМЛИ

© 2021 г. Е. А. Маурчев^{1, *}, Ю. В. Балабин¹, А. В. Германенко¹

¹Федеральное государственное бюджетное научное учреждение "Полярный геофизический институт", Апатиты, Россия

*E-mail: maurchev1987@gmail.com Поступила в редакцию 21.06.2021 г. После доработки 05.07.2021 г. Принята к публикации 28.07.2021 г.

Представлено описание и технические характеристики компактных счетчиков Гейгера, предназначенных для верификации расчетов прохождения космических лучей через атмосферу Земли. Показаны результаты в виде сравнения высотных профилей скорости счета заряженных частиц, полученных в результате моделирования и проведения реальных экспериментов.

DOI: 10.31857/S0367676521110235

ВВЕДЕНИЕ

Для исследования прохождения космических лучей (КЛ) через атмосферу Земли используются как экспериментальные, так и численные методы [1-6]. В том случае, когда для определения параметров потоков вторичных частиц (спектров, угловых распределений, интенсивности) используется моделирование, необходимо быть уверенным в корректности работы используемой модели. Для этого нами проводится верификация, основанная на сравнении экспериментальных данных с результатами расчетов. Наиболее подходящими данными являются высотные профили, полученные во время запуска шаров-зондов с установленными на них счетчиками Гейгера. Главным преимуществом здесь является долговременный характер проводимых исследований, в течение нескольких десятилетий, а также большое значение достигаемых высот (до 30 км). Однако при решении таких задач, как расчет скорости ионизации в точках с различным значением жесткости геомагнитного обрезания, желательно иметь измерения для нескольких точек с различными географическими координатами. Поэтому нами было решено разработать собственные компактные счетчики ионизирующего излучения, позволяющие производить запись данных с привязкой к портативному мобильному устройству на базе операционной системы Android и с перспективой объединения ряда этих детекторов в единую сеть. Такой подход позволит расширить географию измерений и дополнить уже имеющиеся данные с высоким разрешением по высоте, получаемые при помощи шаровзондов с установленными на них счетчиками Гейгера. Следует заметить, что ранее уже проводились попытки измерений подобным оборудованием, хоть и для весьма локальных точек [7], при этом представленные результаты находятся в согласии с тем, что получаем мы.

В ходе проведения эксперимента по созданию дополнительной системы верификации программного комплекса RUSCOSMICS [5], у используемого ранее детектора [8-10] был выявлен существенный недостаток, который заключается в том, что его размеры далеки от компактных и транспортировка с целью проведения измерений на самолете становится весьма затруднительной. Также в старой модификации прибора запись скорости счета частиц из заряженной компоненты производится на SD-карту, а реализовать интерфейс передачи данных в режиме реального времени можно только при стационарном использовании через проводное соединение. В этой работе нами представлена реализация компактного детектора с системой сбора на базе микроконтроллера ESP32 и любого портативного устройства с платформой Android. Особенностью прибора является то, что данные могут записываться в память смартфона, откуда, при наличии подключения к сети Интернет, автоматически перенаправляются в удаленную базу (в любом формате, например SQL). Для реализации функции связи детектора и мобиль-

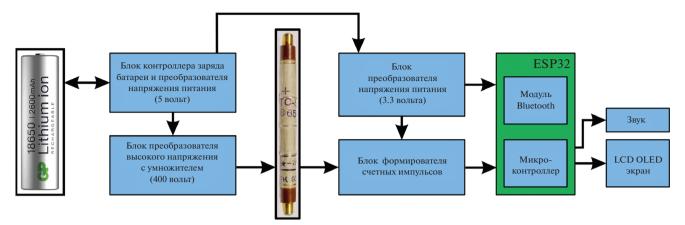


Рис. 1. Принципиальная блок-схема компактного счетчика Гейгера, предназначенного для дополнительной верификации вычислений прохождения КЛ через атмосферу Земли.

ного устройства используется беспроводной канал передачи Bluetooth. Представлены типовые графики записи скорости счета с привязкой к координатам, полученным через GPS, а также схема взаимодействия с внешней базой данных.

УСТРОЙСТВО И ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ДЕТЕКТОРА

Особенностью разработанного детектора является использование современного и недорогого микроконтроллера ESP32 (Tensilica Xtensa LX6 [11]), имеющего широкий функционал и низкое энергопотребление.

Питание всех узлов производится от LiIon аккумуляторной батареи серии 18650. Преобразование до нужного уровня, стабилизация выходного напряжение и заряд осуществляются при помощи специализированного модуля, имеющего удобный форм-фактор и функциональную компоновку (есть регулятор диапазона значений и разъем типа micro-USB, позволяющий стационарно питать и заряжать устройство). Рабочее напряжение счетчика (U = 400 B) формируется составным модулем, состоящим из мультивибратора, преобразующего трансформатора и умножителя. Блок формирователя счетных импульсов, необходимых для выполнения функции по прерыванию, использует опорное напряжение 3.3 вольта, безопасное для входов порта микроконтроллера. Их длительность составляет t = 100 мкс. Полученный сигнал подается на вход микроконтроллера ESP32, где регистрируется программой и сохраняется в память устройства. Каждое срабатывание счетчика сопровождается звуковым сигналом пьезоэлемента, который может быть по желанию отключен. Информация о текущем счете и количестве зарегистрированных частиц за минуту выводится на экран, также каждую секунду формируется пакет данных, который передается по беспроводной линии связи с использованием спецификации Bluetooth Low Energy (BLE) на устройство под управлением ОС Android со специально установленной программой. Принципиальная блок-схема детектора представлена на рис. 1. Габариты корпуса последней модификации равны: длина — 120 мм, ширина — 40 мм, высота — 25 мм.

СРАВНЕНИЕ ПРОФИЛЕЙ С РЕЗУЛЬТАТОМ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Во время запуска шара-зонда или полета на авиалайнере происходит запись высотного профиля скорости счета заряженных частиц и гаммаквантов. При проведении расчетов прохождения протонов первичных КЛ через атмосферу Земли,

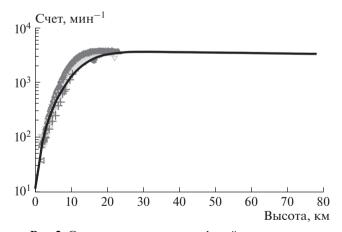


Рис. 2. Сравнение высотных профилей скорости счета, полученных во время запуска шаров-зондов для разных периодов времени и проведения измерений на самолете, с результатами моделирования прохождения протонов ГКЛ. Треугольник влево — измерения на зонде (04.01.2010), треугольник вправо — измерения на зонде (11.01.2010), треугольник вниз — измерения на зонде (18.01.2010), треугольник вверх — измерения на зонде (20.01.2010), крестики — измерения на аэробусе 2018 (67.95 с.ш., 32.8 в.д., набор высоты), сплошная линия — данные расчетов.

можно воспроизвести этот эксперимент путем подсчета электронов, позитронов, мюонов, протонов и гамма-квантов в детектирующих объемах, расположенных на разных высотах с определенным шагом (например, 1 км). Тогда суммарное число частиц, зарегистрированных в *i*-м модельном детекторе, можно выразить через формулу (1):

$$J_i = J_{i(e^-e^+)} + J_{i(\mu^-\mu^+)} + J_{ip} + 0.01 J_{i\Upsilon}, \tag{1}$$

где $J_{i(e^-e^+)}$ — электроны и позитроны, $J_{i(\mu^-\mu^+)}$ — мюоны, J_{ip} — протоны, $J_{i\gamma}$ — гамма-кванты, зарегистрированные в i-м модельном детекторе. После этого можно произвести сравнение экспериментальных и расчетного профилей, пример приведен на рис. 2.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан и собран портативный счетчик Гейгера, работающий в режиме измерения интенсивности потока заряженных частиц, оснащенный современной системой сбора данных на базе функционального микроконтроллера ESP32, а также написано приложение на ОС Android, позволяющее в автоматическом режиме собирать данные, которые потом могут быть легко размешены при помощи АРІ на любом подходящем сервере. Основной особенностью устройства является то, что в качестве основного канала связи для передачи информации используется модуль Bluetooth Low Energy. Совокупность использованных решений обеспечивает пользователя инструментом измерения, работающим в фоновом режиме и который может использоваться как мобильная, так и стационарная система регистрации фонового излучения. Авторы предполагают, что вследствие наличия у них возможности изготовления такого оборудования удастся построить сеть, наблюдающую за фоновым потоком вторичных частиц космического излучения для точек с различными географическими координатами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Bazilevskaya G.A., Usoskin I.G., Flückiger E.O. et al. // Space Sci. Rev. 2008. V. 137. P. 149.
- 2. Stozhkov Yu.I., Svirzhevsky N.S., Bazilevskaya, G.A. et al. // Adv. Space Res. 2009. V. 44. No. 10. P. 1124.
- 3. Makhmutov V.S., Bazilevskaya G.A., Stozhkov Y.I. et al. // J. Atmos. Sol. Terr. Phys. 2016. V. 149. P. 258.
- Маурчев Е.А., Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 5. С. 711; Maurchev E.A., Balabin Yu.V., Gvozdevskii B.B. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. No. 5. P. 657.
- Маурчев Е.А., Михалко Е.А., Германенко А.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 5. С. 712; Maurchev E.A., Mikhalko E.A., Germanenko A.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 5. P. 653.
- 6. *Маурчев Е.А.*, *Балабин Ю.В.* // Солн.-земн. физ. 2016. Т. 2. № 4. С. 3; *Maurchev E.A.*, *Balabin Yu.V.* // Sol.-Terr Phys. 2016. V. 2. № 4. P. 3.
- Маурчев Е.А., Германенко А.В., Михалко Е.А. и др. // Сб. тр. XVI Конф. молодых ученых. Сер. "Мех. упр. информ." 2019. С. 103.
- 8. Blanco F., La Rocca P., Riggi F. // Eur. J. Phys. 2009. V. 30. No. 4. P. 685.
- 9. Германенко А.В., Маурчев Е.А., Михалко Е.А. // Phys. Aur. Phenom. 2019. V. 42. No. 1(43). P. 119.
- Маурчев Е.А., Михалко Е.А., Германенко А.В. и др. // Тр. Кольск. науч. центра РАН. 2018. Т. 9. № 5–4. С. 76.
- 11. *ESP32 Datasheet*. Version 3.3. Espressif Systems, 2020. 56 p.

The compact Geiger counters as an additional tool for verification of the modeling of cosmic rays' propagation through the Earth's atmosphere

E. A. Maurchev^{a, *}, Yu. V. Balabin^a, A. V. Germanenko^a

^aPolar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia *e-mail: maurchev1987@gmail.com

We present the description and technical characteristics of the compact Geiger counters designed to verify the calculations of the transport of cosmic rays through the Earth's atmosphere. The results are shown in the form of a comparison of the charged particles count rate profiles obtained both a result of simulation and in the real experiments.

УЛК 52.724+52.726

КАЛЬКУЛЯТОР ЖЕСТКОСТЕЙ ГЕОМАГНИТНОГО ОБРЕЗАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ И ТРАЕКТОРИЙ ИХ ДВИЖЕНИЯ

© 2021 г. С. М. Белов¹, Г. И. Зобнин¹, В. Г. Янке^{1, *}

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн имени Н.В. Пушкова Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: yanke@izmiran.ru Поступила в редакцию 21.06.2021 г. После доработки 05.07.2021 г. Принята к публикации 28.07.2021 г.

Для проведения экстренных единичных расчетов жесткостей геомагнитного обрезания и траекторий движения частиц в магнитосфере разработана программа-калькулятор Cutoff-2050, позволяющая вычислять необходимые параметры для заданной даты (1900—2050 год) и в заданной географической точке для моделей магнитосферы: диполь, IGRF, модели Цыганенко IGRF+T89 а также моделей более высокого порядка IGRF+T96 и IGRF+T02. Выполнена визуализация всех получаемых результатов: пенумбры, времени движения и траекторий частиц.

DOI: 10.31857/S0367676521110065

ВВЕДЕНИЕ

Магнитосферный эффект космических лучей был открыт Клэем в 1927 г. [1], который на маршруте Амстердам-Сидней обнаружил широтный эффект и впервые использовал магнитное поле Земли как спектрометр заряженных частиц. Правильное объяснение этого эффекта и дальнейшее его изучение последовало в работах Боте [2], Бруно Росси [3].

Первым, кто оценил исключительную важность для космической физики проблемы движения заряженных частиц в магнитном поле Земли, был Штермер [4]. Далее вклад многих исследователей позволил в значительной мере развить понимание геомагнитных эффектов и их роли в движении частиц [5–8].

Обширные и наиболее систематические исследования магнитосферных эффектов космических лучей (КЛ) и их долгопериодных изменений, проведены М. Шей и Д. Смартом на основе программного пакета [9]. Были вычислены глобальные распределения вертикальной жесткости геомагнитного обрезания с шагом 5° × 15° по широте и долготе для эпох с 1955 по 2000 гг. [10—18]. В работах [13—19] показана неравномерность изменений планетарного распределения жесткостей геомагнитного обрезания за 20 лет с 1955 по 1975 г.: в южной акватории Атлантического океана наблюдалось уменьшение, в то время как в северной — сопоставимое увеличение вертикальной жесткости обрезания.

В работе [20] для вертикально приходящих частиц методом траекторных расчетов было получено планетарное распределение жесткостей геомагнитного обрезания с шагом $5^{\circ} \times 15^{\circ}$ по широте и долготе за период 1950-2020 гг. и с прогнозом до 2050 г. Для периода 1950-2050 гг. были получены временные изменения жесткостей геомагнитного обрезания для мировой сети нейтронных мониторов. Для мюонных телескопов были также получены жесткости геомагнитного обрезания для частиц из наклонных направлений прихода.

Цель работы — создание калькулятора жесткостей геомагнитного обрезания для проведения экстренных единичных расчетов с наиболее полным графическим представлением результатов. Для проведения траекторных расчетов использовались уже разработанные и отлаженные программные пакеты.

МЕТОД ТРАЕКТОРНЫХ РАСЧЕТОВ

Основным методом для определения жесткостей обрезания и получения траекторий заряженных частиц в геомагнитном поле является численное интегрирование уравнения движения заряженных частиц с учетом внутренних и внешних источников магнитного поля. Для проверки правильности численного решения используется метод обратного интегрирования. Интегрирование завершается в трех случаях: 1) либо по истечении заданного времени (частица считается захваченной); 2) либо частица пересекала поверхность маг-

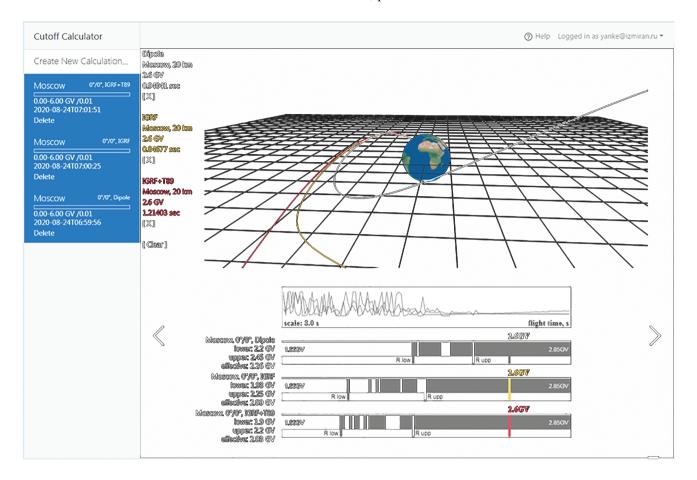


Рис. 1. Скриншот калькулятора в режиме сравнения жесткостей геомагнитного обрезания для вертикально приходящих частиц на станции Москва для моделей Dipole, IGRF, IGRF+T89 при шаге интегрирования 0.01 ГВ.

нитопаузы (вышла за пределы магнитосферы); 3) или же ее радиус-вектор оказывался меньше, чем ($R_E + 20$) км, где R_E — радиус Земли (частица вернулась в атмосферу).

Во втором случае данная траектория помечается как разрешенная, во всех других — запрещенная. Эта методика впервые была сформулирована и применена в работе [8], а также описана в [15]. Она реализована также в работах [20—25]. Особое внимание уделялось вопросу учета пенумбры.

ПРИВЛЕКАЕМЫЕ МОДЕЛИ МАГНИТОСФЕРЫ

Для траекторных расчетов привлекалась модель международного геомагнитного эталонного поля (IGRF-13) для эпохи 2020.0 и прогноз вековой вариации на 2020—2025 [26]. Нами такая линейная аппроксимация коэффициентов разложения Гаусса продолжена до 2050 г. Вклад внешних магнитных полей учитывался на основе эмпирических моделей Цыганенко [27] — разных при разной степени возмущенности внешнего поля: Т89 [28], Т96 [29], Тs02 [30].

ИМЕЮЩИЕСЯ КАЛЬКУЛЯТОРЫ

В мире уже разработано несколько вариантов калькуляторов для расчета жесткостей геомагнитного обрезания. Простой Интернет проект [31] базируется на модели IGRF и рассматривает только вертикально падающие частицы. Применяется алгоритм, описанный в [15]. Недостатки: не учитывается вклад магнитосферы, рассматриваются только вертикальные траектории, нет графического представления результатов расчета

Другой алгоритм: Интернет-проект [32], базируется на более сложных моделях магнитосферы [29, 30] с автоматическим привлечением необходимых для модели магнитосферы входных параметров межпланетной среды, что является очень удобной и полезной опцией. Программа также восстанавливает траектории частиц внутри магнитосферы. Калькулятор имеет полезную возможность вычисления ларморовского радиуса внутри магнитосферы. Недостатки: рассматриваются только вертикальные траектории, нет графического представления результатов траекторных расчетов — пенумбры.

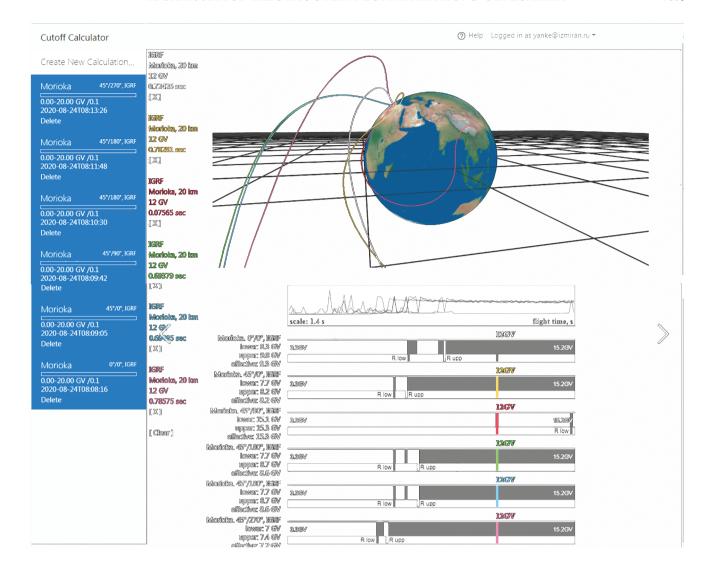


Рис. 2. Скриншот калькулятора в режиме сравнения жесткостей геомагнитного обрезания на ст. Morioka для модели IGRF+T89 и шага интегрирования 0.1 ГВ для вертикали, зенитного угла 45° и азимутальных углов 0°, 90°, 180°, 270°.

Онлайн калькулятор [33] выполнен на основе методики, описанной в работе [20]. Результат работы калькулятора — нижнее, верхнее и эффективное значение жесткости и пенумбра для одной из заданных моделей магнитосферы: диполь, IGRF, модели Цыганенко IGRF+T89, IGRF+T96, IGRF+T02. Недостатки: нет графического представления траекторий.

ПРОГРАММА КАЛЬКУЛЯТОРА CUTOFF-2050

Программа калькулятор Cutoff-2050 доступна по адресу [34]. Основой калькулятора для расчета жесткостей геомагнитного обрезания является программа CutOff-2050, которая использовалась в работах Гвоздевского [20—25]. Любому пользователю при первом входе создается личный кабинет, в котором можно накапливать и сравнивать резуль-

таты. При выборе Create New Calculation появляется диалоговое окно с очевидными параметрами.

В качестве примера на рис. 1 приведены расчеты и сравнение вертикальной жесткости геомагнитного обрезания для станции Москва для трех моделей Dipole, IGRF, IGRF+T89 с шагом интегрирования 0.01. Если на шкале пенумбры мышью выбрать жесткость частицы, то отображается траектория этой частицы в данном магнитном поле. Над полем пенумбры приведен график времени движения частицы до выхода из магнитосферы.

На рис. 2 приводятся жесткости обрезания для ст. Могіока для модели IGRF+T89 и шага интегрирования $0.1~\Gamma B$: для вертикали, зенитного угла 45° и азимутальных углов 0° , 90° , 180° , 270° . Траектории частиц также отображаются после выбора на шкале пенумбры соответствующих жестко-

Таблица 1. Тестовые расчеты на типичном современном ПК для нижней R_S , верхней R_H и эффективной R_{eff} жесткостей для UT 2017-07-01 00:00:00. Географические координаты 55° с.ш. и 40° в.д., вертикальный и азимутальный угол 0° и 0°. Шаг интегрирования 0.001 ГВ. B_y , B_z — компоненты межпланетного магнитного поля, параметры G_1 , G_2 определены в [30]

Модель	Параметры					Результаты			
						Жесткость, ГВ			4 -
	K_p	P_{sw} нПа	D_{st} , н T л	B_{y} , B_{z} , нТл	G_1, G_2	R_S	R_H	$R_{e\!f\!f}$	<i>t</i> , c
Dipole						2.337	2.737	2.498	10
IGRF						1.765	2.416	2.185	40
IGRF+T89	0					1.582	2.190	1.922	30
IGRF+T96		2	-50	0 и 5		1.518	2.156	1.906	2200
IGRF+Ts02		2	-50	0 и 5	6 и 10	1.649	2.234	1.947	4000

стей. Сравниваются несколько наклонных траекторий для частиц с жесткостью 2.6 ГВ.

В табл. 1 приведены параметры тестовых вычислений калькулятора для различных моделей. Для расчетов с моделями IGRF+T96 и, особенно с моделью IGRF+T02, требуется значительно большее время, и это необходимо учитывать при планировании вычислений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Калькулятор Cutoff-2050 вычисляет жесткость геомагнитного обрезания и траектории движения частиц для заданной даты (в период 1900–2050) и в заданной географической точке для моделей магнитосферы: диполь, IGRF, модели Цыганенко: IGRF+T89, IGRF+T96 и IGRF+T02. Для постоянных пользователей имеется возможность организации на сервере личных кабинетов для накопления и хранения полученных результатов. Выполнена визуализация всех полученных результатов: пенумбры, времени движения и траекторий частиц. Интерфейс калькулятора позволяет наглядно провести сравнительный анализ траекторий для различных моделей и параметров. Калькулятор Cutoff-2050 является эффективным инструментом для экстренного проведения единичных расчетов. У задачи есть существенный образовательный потенциал, поскольку возможности онлайн калькулятора могут быть использованы для обучения студентов соответствующих специальностей.

Работа выполнена с использованием оборудования УНУ "Сеть СКЛ".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Clay J. // Proc. Roy. Acad. Amsterdam. 1927. V. 30. P. 1115.
- Bothe W., Kolhorster W. // Ztschr. Phys. Bd. 1929. V. 56. P. 751.
- 3. Rossi B. // Nature. 1930. V. 125. No. 3156. P. 636.

- 4. Stormer C. // Astrophys. 1930. V. 1. P. 237.
- Lemaitre G.E., Vallarta M.S. // Phys. Rev. 1936. V. 49. P. 719.
- Lemaitre G.E., Vallarta M.S. // Phys. Rev. A. 1936. V. 50. P. 493.
- 7. Jory F.S. // Phys. Rev. 1956. V. 103. No. 4. P. 1068.
- 8. *McCracken K.G., Rao U.R., Shea M.A.* // MIT Tech. Rep. 77. Lab. Nucl. Sci. Eng. Mass. Inst. Technol. Cambridge, 1962.
- 9. https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/sun/cutoff.html.
- Shea M.A., Smart D.F., McCracken K.G. // J. Geophys. Res. 1965. V. 70. No. 17. P. 4117.
- Shea M.A., Smart D.F. // Adv. Space Res. 1966. V. 6. P. 177.
- 12. Shea M.A., Smart D.F. // JGR. 1967. V. 72. No. 7. P. 2021.
- Shea M.A., Smart D.F. // Proc. 14th ICRC. (Munchen, 1975). V. 4. P. 1298.
- Smart D.F., Shea M.A. // Adv. Space Res. 1994. V. 14.
 No. 10. P. 787.
- 15. Smart D.F., Shea M.A. // NASA Tech. Rep. Serve. Final Rep. 2001. 199 p.
- Smart D.F., Shea M.A. // Adv. Space Res. 2003. V. 32. No. 1. P. 103.
- Smart D.F., Shea M.A. // Proc. 30th ICRC. (Mexico, 2007). V. 1. P. 733.
- Smart D.F., Shea M.A. // Proc. 30th ICRC. (Mexico, 2007). V. 1. P. 737.
- Storini M., Shea M.A., Smart D.F., Cordaro E.G. // Proc. 26th ICRC. SH3.6.30. V. 7. (Salt Lake City, 1999). P. 402.
- 20. Гвоздевский Б.Б., Кобелев П.Г., Янке В.Г. и др. // Геомагн. и аэроном. 2016. Т. 56. № 4. С. 411.
- 21. Gvozdevsky B.B., Dorman L., Abunin A. et al. // Proc. 34th ICRC. (Hague, 2015). Art. No. PoS203.
- 22. Dorman L., Gvozdevsky B., Belov A., Gushchina R., et al. // Proc. 35th ICRC. (Busan, 2017). Art. No. PoS(ICRC2017)067.
- 23. *Гвоздевский Б.Б., Янке В.Г., Белов А.В. et al.* // Proc. 41st Annual Seminar. (Apatity, 2018). P. 80.
- 24. *Gvozdevsky B.B., Belov A.V., Yanke V.G. et al.* // Phys. Atom. Nucl. B. 2018. V. 81. No. 9. P. 1382.

- Gvozdevsky B.B., Belov A.V., Yanke V.G. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2019. V. 2029. Art. No. 012008.
- 26. Thebault E., Finlay C. C., Beggan C.D. et al. // Earth. Planet. Space. 2015. V. 67. P. 79.
- 27. http://geo.phys.spbu.ru/magmodel/empiric.html#t13.
- Tsyganenko N.A. // Planet. Space Sci. 1989. V. 37. No. 1. P. 5.
- Tsyganenko N.A., Stern D.P. // J. Geophys. Res. 1996.
 V. 101. Art. No. 27187.
- Tsyganenko N.A., Singer H.J., Kasper J.C. // J. Geophys. Res. 2003. V. 108. No. A5. P. 1209.
- 31. http://cosmos.hwr.arizona.edu/Util/rigidity.php.
- 32. http://www.geomagsphere.org.
- 33. http://crsv.izmiran.ru/cutoff.
- 34. http://tools.izmiran.ru.

Calculator of the rigidity of geomagnetic cutoff of cosmic rays and their trajectories

S. M. Belov^a, G. I. Zobnin^a, V. G. Yanke^{a, *}

^aPushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 108840 Russia

*e-mail: vanke@izmiran.ru

To carry out emergency single calculations of the geomagnetic cutoff rigidities and particle trajectories in the magnetosphere, the Cutoff-2050 calculator program has been developed, which allows calculating the necessary parameters for a given date (1900–2050) and at a given geographic point for magnetosphere models: dipole, IGRF, Tsyganenko IGRF model + T89 as well as higher order models IGRF+T96 and IGRF+T02. Visualization of all the results obtained: penumbra, time of movement and particle trajectories has been performed.

УЛК 53.043

РАСЧЕТЫ РАДИАЦИОННЫХ НАГРУЗОК, СОЗДАВАЕМЫХ КОСМИЧЕСКИМИ ЛУЧАМИ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

© 2021 г. М. И. Добындэ^{1, 3, *}, С. И. Свертилов^{1, 2}, М. И. Панасюк ^{1, 2}

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова", Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия ²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова", физический факультет, Москва, Россия ³Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Институт медико-биологических проблем Российской академии наук, Москва, Россия *E-mail: mikhail.dobynde@skolkovotech.ru

Поступила в редакцию 21.06.2021 г. После доработки 05.07.2021 г. Принята к публикации 28.07.2021 г.

Воздействие высокоэнергичных космических лучей, проникающих в атмосферу Земли, создает радиационные риски для авиационных полетов. Промоделировано распространение частиц космических лучей в атмосфере и вычисляем высотные профили радиационных нагрузок за алюминиевой защитой различной толщины. Полученные результаты могут стать основой системы мониторинга радиационных нагрузок при авиаперелетах.

DOI: 10.31857/S0367676521110090

ВВЕДЕНИЕ

Воздействие космической радиации или космических лучей (КЛ) на бортовые системы и живые организмы — один из значительных факторов риска для космических и авиационных полетов. КЛ представляют собой потоки, в основном, высокоэнергичных заряженных частиц – ядер различных элементов. Галактические космические лучи (ГКЛ) и солнечные космические лучи (СКЛ) являются двумя основными компонентами КЛ в околоземном межпланетном пространстве. Интенсивность ГКЛ и частота событий СКЛ зависит от уровня солнечной активности. СКЛ наиболее вероятны во время максимума солнечной активности, когда интенсивность ГКЛ минимальна. Во время минимума солнечной активности ситуация обратна.

Частицы КЛ проникают в атмосферу Земли, создавая каскады вторичных частиц и ионизируя атмосферу. Ионизация атмосферы частицами ГКЛ максимальна на 20 км — так называемый максимум Регенера—Пфотцера. Потоки первичных и индуцированных частиц также значительны на высотах 10—12 км, где проходят трассы большинства гражданских авиарейсов. Частицы КЛ испытывают влияние магнитного поля Земли, поэтому интенсивность и спектры потоков частиц космической радиации зависят от геогра-

фических координат. Наиболее защищенной является область вблизи экватора над азиатским регионом. Наиболее интенсивны потоки КЛ вблизи полюсов в районе магнитосферного каспа, где практически все частицы КЛ могут проникать в атмосферу Земли.

Радиационные риски, связанные с КЛ, обусловлены ионизацией, которую КЛ создают в бортовых системах управления или внутри биологических тканей, нарушают их нормальное функционирование. В России радиационные риски учитываются в регламенте профессиональной активности космонавтов [1], но не учитываются для экипажей воздушных судов. В то же время, Европейском Союзе [2], пилоты, получающие дозу в 6 мЗв и более, относятся к категории А. а в США Федеральной авиационной администрацией облучение экипажей ограничивается дозой 100 мЗв за 5 лет и не более 50 мЗв в течение года. Контроль за уровнем облучения осуществляется как с помощью измерений на борту, так и с помощью информационноаналитических систем, которые основаны на моделях проникновения КЛ в атмосферу Земли. Широко используются системы NAIRAS [3], CARI [4], PANDOCA [5].

В данной работе мы используем методы математического моделирования для описания распространения частиц КЛ в атмосфере Земли. По-

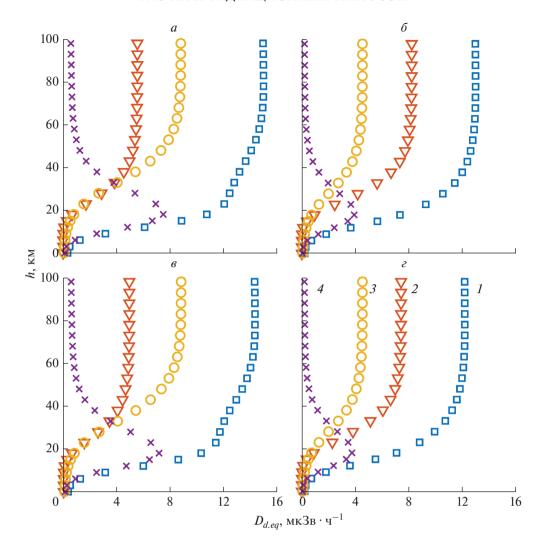


Рис. 1. Зависимости среднетканевого дозового эквивалента ГКЛ $D_{d.\ eq}$ от высоты h над уровнем моря в районе Мурманска (a,δ) и Санкт-Петербурга (s,ϵ) за алюминиевой защитой $0.1\ r\cdot cm^{-2}$ (a,s) и $15\ r\cdot cm^{-2}$ (δ,δ) . Обозначения: I- общая доза, 2- доза от первичных протонов и альфа-частиц, 3- доза от ТЗЧ, 4- доза от вторичных нейтронов.

лучены вертикальные профили распределения мощности радиационных доз для различных географических координат и толщин защиты летательных аппаратов. Мы так же демонстрируем вклад различных частиц в общую дозу. Полученные результаты могут использоваться как для оценки радиационных нагрузок при авиационных перелетах, так и для анализа различных экспериментальных данных, например полученных в экспериментах со стратосферными зондами.

методология

В данной работе мы моделируем распространение частиц ГКЛ и СКЛ в атмосфере Земли и вычисляем значения среднетканевого дозового эквивалента [6] на различных высотах, в различных географических координатах для различных толщин защиты. Согласно [7], величина средне-

тканевого дозового эквивалента может быть использована как верхняя оценка эффективной дозы, которая используется в нормативных документах.

Для описания спектров КЛ мы используем модель ГКЛ [8] для периода максимума солнечной активности и СКЛ [9]. Компьютерное моделирование проводилось методом Монте-Карло с помощью программного пакета GEANT4 [10] версии 4.10.06.р01. Для оценки дозовых нагрузок решались две задачи. Первая задача — это расчет потоков частиц, создаваемых протонами и альфачастицами на различных высотах в атмосфере Земли. Вторая задача — расчет среднетканевого дозового эквивалента в сферическом фантоме [7], который находится в центре сферической оболочки из алюминия. Для оценки дозы тяжелых заряженных частиц (ТЗЧ) проводилась экстраполяция

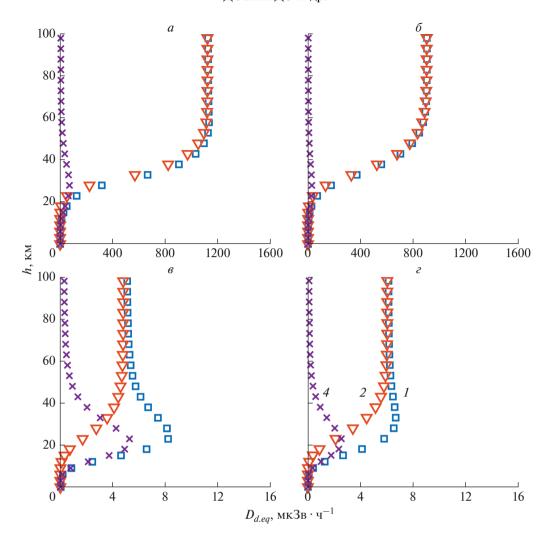


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, для СКЛ.

данных, полученных для условий межпланетного полета [11].

Для описания атмосферы мы используем модель квазибесконечных плоскопараллельных слоев толщиной 100 м. Плотности внутри каждого слоя вычисляется как средняя интегральная плотность слоя по модели USSA76 [12] на сетке с шагом в 1 м. Использование плоскопараллельной геометрии уменьшает время расчета на 25% [13], по сравнению со сферической. При моделировании мы рассматривали только перпендикулярное падение первичных частиц КЛ на верхнюю границу атмосферы. Для учета углового падения мы использовали величину интегральной толщины атмосферы вдоль направления прихода первичных частиц.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

ГКЛ создают радиационный фон в атмосфере Земли, зависящий от фазы цикла солнечной ак-

тивности. На больших высотах вблизи верхней границы атмосферы основной вклад в дозу вносят первичные частицы ГКЛ (рис. 1). За толщинами менее $15 \, \text{г} \cdot \text{см}^{-2}$ основной вклад в дозу вносят ТЗЧ. Это происходит из-за их большой биологической эффективности, несмотря на то что их доля в ГКЛ составляет порядка 1%. За большими толщинами защиты основной вклад дают протоны и альфа-частицы ГКЛ. С уменьшением высоты доза от первичных частиц уменьшается, а от вторичных частиц, которые возникают в атмосфере, увеличивается. Основной вклад в дозу на низких высотах вносят вторичные нейтроны. Их вклад достигает максимальных значений на высотах порядка 20 км, и затем спадает по мере приближения к поверхности Земли.

Профили доз СКЛ (рис. 2) формируются аналогично профилям ГКЛ. По мере приближения к поверхности Земли, вклад от первичных протонов уменьшается, а вклад вторичных нейтронов увеличивается, достигая максимума на высоте

порядка 20 км. На больших высотах за малой защитой мощность дозы от СКЛ значительно больше мощности дозы от ГКЛ, из-за большей интенсивности потоков частиц. Однако, с уменьшением высоты, доза от СКЛ убывает гораздо быстрее, поскольку энергия значительной часть частиц СКЛ недостаточна для проникновения в нижние слои атмосферы.

Крайне интересно, что максимум в профиле общей дозы от всех типов частиц может как присутствовать, так и отсутствовать. Его наличие определяется вкладами в дозу от различных типов частиц, главным образом первичных частиц КЛ и вторичных нейтронов, при этом доза зависит от географических координат и толщины защитной оболочки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено моделирование распространения частиц КЛ в атмосфере Земли. Впервые показано влияние толщины алюминиевой защиты на величины дозовых нагрузок в атмосфере. Наличие максимума в профиле дозового эквивалента определяется соотношением дозы нейтронов и дозы от первичных частиц КЛ, которое зависит от жесткости геомагнитного обрезания и толщины алюминиевой защиты. Полученные результаты могут быть использованы для оценки доз радиации при авиаперелетах и стать основой системы радиационного мониторинга.

Статья подготовлена при финансовой поддержке Минобрнауки России (уникальный идентификатор № RFMEFI60419X0237).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. СанПиН 2.6.1. 44-03-2004. Методич. указания МУ 2.6.1. 44-03-2004. Ограничение облучения космонавтов при околоземных космических полетах (ООКОКП-2004). Москва: Федеральное управление "Медбиоэкстрем", 2004.
- 2. EURATOM 2013. Council Directive 2013/59/EURATOM of 5 December 2013 laying down basic safety standards for protection against the dangers arising from exposure to ionising radiation, and repealing directives 89/618/Euratom, 90/641/Euratom, 96/29/Euratom, 97/43/Euratom and 2003/122/Euratom, 2014.
- Mertens C.J., Meier M.M., Brown S. et al. // Space Weather. V. 11. No. 10. P. 603.
- 4. Copeland K. // Radiat. Prot. Dosim. V. 175. No. 4. P. 419.
- 5. *Matthiä D., Meier M.M., Reitz G.* // Space Weather. 2014. V. 12. No. 3. P. 161.
- Jammet H., Sinclair W.K., Meinhold C.B. et al. Recommendations on the International Commission on Radiological Protection, 1990.
- ГОСТ 25645.203-83. Безопасность радиационная экипажа космического аппарата в космическом полете. Модель тела человека для расчета тканевой дозы.
- 8. Matthiä D., Berger T., Mrigakshi A.I., Reitz G. // Adv. Space Res. 2013, V. 51, No. 3, P. 329.
- 9. Adams J.H., Beliaev A.A., Kuznetsov N.V. et al. // Radiat. Meas. 1996. V. 26. No. 3. P. 509.
- 10. Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. 2003. V. 506. No. 3. P. 250.
- Dobynde M.I., Shprits Y.Y. // Life Sci. Space Res. 2020.
 V. 24. P. 116.
- 12. U.S. Standard Atmosphere. Washington: U.S. Government Printing Office, 1976.
- 13. Paschalis P., Mavromichalaki H., Dorman L.I. et al. // New Astron. 2014. V. 33. P. 26.

Assessment of the radiation dose rates due to the space radiation in the atmosphere of the Earth

M. I. Dobynde^{a, c, *}, S. I. Svertilov^{a, b}, M. I. Panasyuk^{a, b}

^aLomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics at Moscow, Moscow, 119991 Russia

^bLomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

^cInstitute of Biomedical Problems of Russian Academy of Science, Moscow, 123007 Russia

*e-mail: mikhail.dobynde@skolkovotech.ru

Impact of space radiation, which penetrate in the atmosphere of the Earth, is a risk factor for aviation flights. In this work, we model the propagation of space radiation in the atmosphere. We calculate the altitude profiles of the radiation dose rates behind aluminum shielding of different thicknesses. The results of the work could be a background for a system for monitoring radiation exposure during aviation flights.

УЛК 524.1

ДИНАМИКА ПОВЕДЕНИЯ ЗОНАЛЬНЫХ СОСТАВЛЯЮЩИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ И В_z-КОМПОНЕНТЫ МЕЖПЛАНЕТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПЕРИОДЫ ГЕОМАГНИТНЫХ БУРЬ В 23 И 24 ШИКЛАХ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

© 2021 г. А. С. Зверев^{1, *}, С. А. Стародубцев¹, В. Г. Григорьев¹, П. Ю. Гололобов¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Федеральный исследовательский центр "Якутский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук", Институт космофизических исследований и аэрономии имени Ю.Г. Шафера Сибирского отделения Российской академии наук, Якутск, Россия

*E-mail: zverevas@ikfia.ysn.ru Поступила в редакцию 21.06.2021 г. После доработки 05.07.2021 г. Принята к публикации 28.07.2021 г.

В ИКФИА СО РАН на основе использования метода глобальной съемки и анализа поведения зональных (северо-южных) составляющих распределения космических лучей в реальном времени проводится прогноз геомагнитных возмущений с $D_{st} < -50$ нТл. Исследована связь динамики вариаций B_z -компоненты во время геомагнитных бурь с поведением зональных составляющих космических лучей в 23 и 24 циклах солнечной активности.

DOI: 10.31857/S0367676521110405

введение

В периоды геомагнитных бурь наблюдаются различные аномальные вариации значений B_{7} -компоненты возмущенного межпланетного магнитного поля (ММП). При этом можно выделить два характерных момента в поведении возмущенной B_{z} -компоненты. Первое — перед началом или в начальной фазе геомагнитной бури наблюдается увеличение значения положительной B_{τ} -компоненты, которое затем меняет знак. Во втором случае наоборот, наблюдается большая отрицательная B_{r} -компонента в начале возмущения, которая сменяется на аномальную положительную. Основой проводимого в ИКФИА СО РАН мониторинга геомагнитных бурь [1], является анализ текущего поведения зональных (северо-южных) компонент распределения космических лучей (КЛ), рассчитываемых методом глобальной съемки [2] по данным международной базы данных нейтронных мониторов [3] в реальном времени [4]. Как показали проведенные нами исследования, основными предикторами в КЛ, эффективно реагирующих на приближение к Земле геоэффективных возмущений межпланетной среды, являются изменения амплитуд зональных (северо-южных) компонент высокочастотной части изотропной интенсивности КЛ

 (C_{00}) и первых двух моментов их углового распределения $(C_{10}$ и $C_{20})$. Превышение положительного значения каждого из этих компонент 0.7% или их сумм величины 1% служит предиктором геомагнитной бури [5]. Результаты проводимого мониторинга показывают, что в среднем с вероятностью ≥ 0.7 геомагнитные возмущения с $D_{st} < -50$ нТл имеют предиктор по результатам обработки данных мировой сети нейтронных мониторов методом глобальной съемки. В данной работе исследуется связь динамики вариаций B_z -компоненты ММП в периоды геомагнитных бурь с поведением зональных составляющих вариаций КЛ перед началами сильных возмущений магнитного поля земли в 23-м и 24-м циклах солнечной активности.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Для анализа связи динамики вариаций B_z -компоненты ММП в периоды геомагнитных бурь с поведением зональных составляющих вариаций КЛ, нами выбраны 33 сильные магнитные бури с амплитудой менее -100 нТл [6], наблюдавшиеся в периоды роста, максимума и спада в 23-м и 24-м циклах солнечной активности. Из 23-х магнитных бурь 23-го цикла 18 имели предикторы по КЛ. В то же время из 10 бурь 24-го цикла предиктор имели только 6. Как показал проведенный

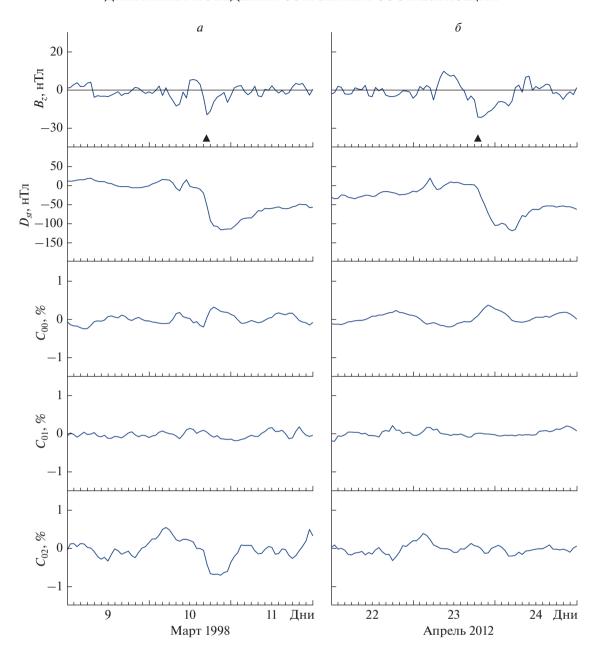


Рис. 1. Поведения B_z -компоненты ММП, D_{sr} -вариаций геомагнитного поля и зональных компонент (C_{00} , C_{10} и C_{20}) в периоды геомагнитных бурь, наблюдавшихся 10 марта 1998 г. (a) и 23 апреля 2012 г. (δ). Штриховыми линиями указаны критические уровни, треугольниками — начала геомагнитных бурь (SSC).

анализ, однозначной связи между поведением B_z -компоненты и динамикой возрастания величин зональных составляющих распределения КЛ перед началом магнитных бурь не наблюдается, но можно выделить характерные случаи, когда отсутствие или проявление предикторов магнитных бурь по измерениям КЛ связано с определеной динамикой поведения B_z -компоненты ММП во время возмущений. Отметим, что данные измерений ММП доступны по адресу: [7].

На рис. 1 показаны поведения B_z -компоненты, D_{st} -вариаций и зональных компонент (C_{00} , C_{10} и C_{20}) в периоды 2-х геомагнитных бурь, в которых не проявились предикторы в КЛ. В этих случаях положительные значения зональных компонент КЛ не превышают значения 0.7%, а их суммы величины 1%. Как видно из рис. 1 наблюдается схожая динамика в поведении B_z -компоненты ММП перед началами и в периоды главных фаз приведенных магнитных бурь.

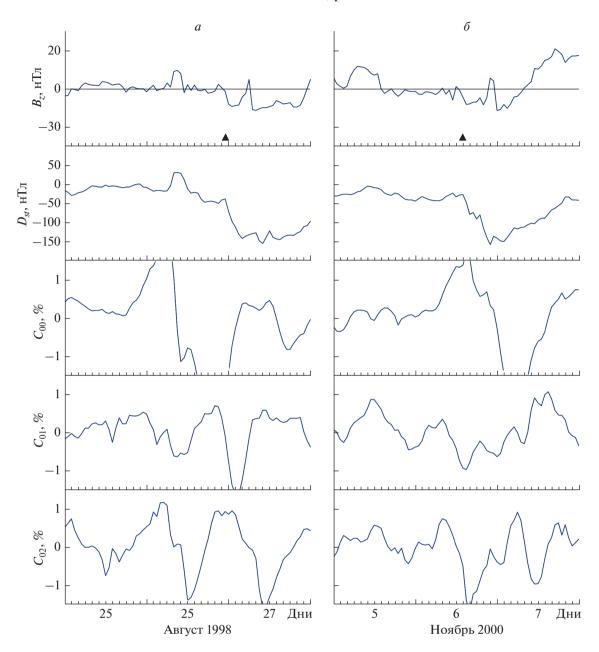


Рис. 2. Поведения B_z -компоненты ММП, D_{sr} -вариаций геомагнитного поля и зональных компонент (C_{00} , C_{10} и C_{20}) в периоды геомагнитных бурь, наблюдавшихся 26 августа 1998 г. (a) и 6 ноября 2000 г. (δ). Штриховыми линиями указаны критические уровни, треугольниками — начала геомагнитных бурь (SSC).

Динамика вышеуказанных параметров в периоды геомагнитных бурь, у которых предикторы проявились по всем 3-м зональным компонентам (превышение критического уровня во всех случаях) приведена на рис. 2. Для приведенных событий, в поведении B_z -компоненты ММП также наблюдаются одинаковые вариации до и в начале главных фаз возмущений.

Также исследовались случаи, когда проявление предикторов возмущений происходило по превышению критических величин для суммар-

ных значений положительных зональных компонент C_{00} , C_{10} и C_{20} . Необходимо отметить, что в них также наблюдается одинаковая динамика поведения всех 3-х зональных компонент распространения КЛ и характерное поведение B_z -компоненты ММП перед началами геомагнитных бурь.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Динамика поведения B_z -компоненты ММП во время геомагнитных бурь, не является однознач-

но определяющим пространственное распределение зональных компонент КЛ в эти периоды. В то же время наблюдаются геомагнитные бури, для которых отсутствие или проявление предикторов магнитных бурь по измерениям КЛ связано с характерными поведениями B_z -компоненты ММП во время возмущений.

Работа выполнена с использованием оборудования уникальной научной установки "Российская национальная наземная сеть станций космических лучей" и при поддержке РФФИ (проект № 18-42-140002-р_а). Авторы благодарны NMDB, основанной при поддержке программы Европейского союза FP7 (контракт № 213007), за предоставленные данные.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Григорьев В.Г., Стародубцев С.А., Гололобов П.Ю. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 2. С. 219; Grigoryev V.G., Starodubtsev S.A., Gololobov P.Yu. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 2. P. 200.
- 2. Altukhov A.M., Krymsky G.F., Kuzmin A.I. // Acta Phys. Acad. Sci. Hung. 1970. V. 29. P. 457.
- 3. http://www01.nmdb.eu.
- www.ysn.ru/~starodub/SpaceWeather/global_survey_ real time.html.
- 5. Григорьев В.Г., Стародубцев С.А., Гололобов П.Ю. // Солн.-зем. физ. 2019. Т. 5. № 3. С. 110; Grigoryev V.G., Starodubtsev S.A., Gololobov P.Yu. // Sol.-Terr. Phys. 2019. V. 5. No. 3. P. 93.
- 6. http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/index.html.
- 7. https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/dx1.html.

Dynamics of behavior of zonal components of the distribution of cosmic rays and B_z -component of the interplanetary magnetic field during geomagnetic storms in the 23 and 24 solar activity cycles

A. S. Zverev^{a, *}, S. A. Starodubtsev^a, V. G. Grigoryev^a, P. Yu. Gololobov^a

^a Shafer Institute of Cosmophysical Research and Aeronomy of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, The Yakut Scientific Centre of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Yakutsk, Russia *e-mail: zverevas@ikfia.vsn.ru

At ShICRA SB RAS, based on the global survey method and analysis of the behavior of zonal (north-south) components of distribution of cosmic rays in real-time, a forecast of geomagnetic disturbances with $D_{st} < -50 \,\mathrm{nT}$ is carried out. In this paper, we investigate the relationship between the dynamics of variations in the B_z -component during geomagnetic storms and the behavior of the zonal components of cosmic rays in the 23rd and 24th solar activity cycles.

УДК 551.510.536:550.380.12

АТМОСФЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ ВО ВРЕМЯ ВЫСЫПАНИЙ ЭНЕРГИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

© 2021 г. В. С. Махмутов^{1, 2, *}, Г. А. Базилевская¹, И. А. Миронова³, М. Синнхубер⁴, Е. Розанов^{3, 5}, Т. Суходолов⁵, Б. Б. Гвоздевский⁶, Н. С. Свиржевский¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия ²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования "Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)", Долгопрудный, Россия

 ³Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Санкт-Петербургский государственный университет", Санкт-Петербург, Россия
 ⁴Технологический институт Карлсруэ, Институт метеорологии и изучения климата, Карлсруэ, Германия ⁵Высшая техническая школа, Мирный радиационный центр и Институт атмосферы и климата, Физическая и метеорологическая обсерватория, Давос, Швейцария

 $^6\Phi$ едеральное государственное бюджетное научное учреждение "Полярный геофизический институт", Апатиты, Россия

> *E-mail: makhmutv@sci.lebedev.ru Поступила в редакцию 21.06.2021 г. После доработки 05.07.2021 г. Принята к публикации 28.07.2021 г.

Представлены результаты анализа данных о высыпаниях в атмосферу высокоэнергичных магнитосферных электронов и их воздействии на концентрацию оксида азота NO в атмосфере на высотах 64—90 км. Использованы ряды данных о высыпаниях, зарегистрированных на баллонах на полярной станции Апатиты (Мурманская обл.) в период 2002—2012 гг., и результаты измерений оксида азота NO спектрометром SCIAMACHY, установленным на борту европейского спутника ENVISAT. Рассмотрен отклик вариаций концентрации NO на отдельные случаи высыпаний высокоэнергичных электронов и средний отклик на все события, зарегистрированные в атмосфере в 2002—2012 гг.

DOI: 10.31857/S0367676521110223

ВВЕДЕНИЕ

Многолетние регулярные измерения потоков заряженных частиц в атмосфере Земли, проводимые сотрудниками долгопрудненской научной станции ФИАН, помимо регистрации галактических и солнечных космических лучей, позволяют наблюдать высыпания высокоэнергичных электронов (ВВЭ) с энергией выше сотен кэВ из внешнего радиационного пояса в земную атмосферу. К настоящему времени зарегистрировано более 600 случаев ВВЭ на полярных широтах (ст. Апатиты, Мурманская обл. и обсерватория Мирный в Антарктиде) [1, 2]. Высыпающиеся электроны участвуют в ион-молекулярных реакциях на высотах мезосферы и верхней стратосферы, приводящих к генерации реактивных соединений азота NO_x (N, NO, NO_2 , NO₃) и водорода НО_х (H, OH, HO₂). Эти соединения участвуют в каталитических реакциях, приводящих к разрушению озона [3], причем НО_х доминируют на высотах больше 45 км, тогда как NO_x, особенно во время полярной зимы, могут транспортироваться вниз на высоты до ~25 км и разрушать озон в стратосфере (так называемое непрямое воздействие). В свою очередь озон играет ключевую роль в радиационном балансе стратосферы, изменения его концентрации влияют на температуру и циркуляцию воздушных масс в стратосфере и тропосфере. По рекомендации Всемирной программы исследования климата WCRP высыпания высокоэнергичных частиц включены в химикоклиматические модели СМІР6 [4] как часть естественного солнечного воздействия на климат [5]. Однако последние исследования [6, 7] показали систематическую недооценку моделями СМІР6 вклада высыпающихся высокоэнергичных электронов в ионизацию атмосферы на высотах ниже 60 км. Тесная связь концентрации оксида азота NO на высотах 70-75 км в полярной зоне с авроральной активностью (электронов с энергиями десятки кэВ) показана во многих работах (см., например, [8] и ссылки там). Но сопоставления концентрации NO с ВВЭ, наблюдаемыми в атмосфере, до сих

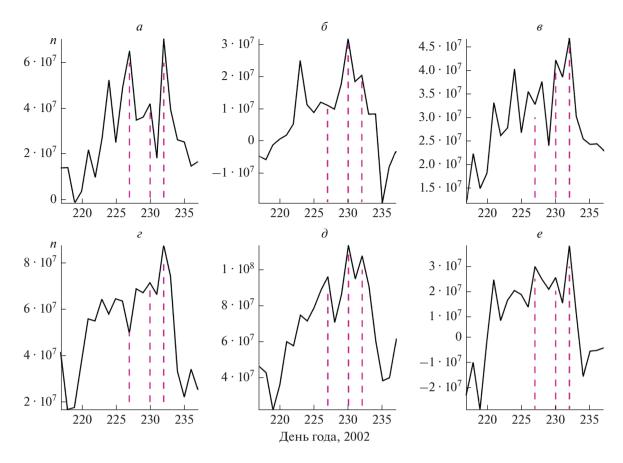


Рис. 1. Вариации концентрации оксида азота $(n, \, \text{cm}^{-3})$ по данным измерений прибором SCHIAMACY на борту спутника ENVISAT в атмосфере на высотах 90 (a), 86 (δ) , 80 (ϵ) , 76 (ϵ) , 72 (∂) и 66 км (ϵ) в период с 6 августа 2002 г. по 26 августа 2002 г. Вертикальные штриховые линии соответствуют датам зарегистрированных высыпаний энергичных электронов на станции Апатиты (Мурманская обл.) 16, 19 и 21 августа 2002 г.

пор не проводилось. В данной работе представлены первые результаты совместного анализа данных о ВВЭ, зарегистрированных на ст. Апатиты (Мурманская обл., 67.55° с.ш., 33.33° в.д.) в период 2002—2012 гг. и данных о концентрации NO в атмосфере на высотах 64—90 км, измеренных спектрометром SCIAMACHY (SCanning Imaging Absorption SpectroMeter for Atmospheric CHartography), установленным на борту спутника ENVISAT [8, 9]. Исследован отклик вариаций концентрации оксидов азота на отдельные случаи ВВЭ и на серию событий.

ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ

Измерения ионизирующих частиц на шарахзондах в земной атмосфере полярных и средних широт проводятся с 1957 г. по настоящее время [10]. Они позволяют измерять в атмосфере тормозное излучение электронов и таким образом регистрировать ВВЭ из внешнего радиационного пояса, хотя сами электроны поглощаются на высотах более 50 км. Энергия высыпающихся электронов составляет сотни кэB—несколько МэB. Методика и результаты измерений подробно описаны в [1, 2].

Спутник ENVISAT [9] находился на солнечносинхронной орбите с высотой ~800 км в 2002-2102 гг. Мы использовали усредненные за день данные о концентрации оксида азота NO на высотах 64-90 км, полученные из лимбовых наблюдений рассеяного солнечного ультрафиолетового излучения на длине волны 250 нм (NO y-band emissions) сканирующим 8-канальным прибором SCIAMACHY. Были отобраны данные, когда спутник находился на близком расстоянии от места наблюдения ВВЭ: в пределах $\pm 1.5^{\circ}$ по широте и $\pm 15^{\circ}$ по долготе. Другая серия данных содержала величины концентрации NO, усредненные от 0° до 360° долготы, а по широте в пределах $\pm 1.3^{\circ}$ от места наблюдения ВВЭ. Результаты анализа мало отличались для этих двух серий, поэтому мы приводим данные только для ближайшего пролета спутника.

Для примера на рис. 1 приведены результаты измерений концентрации NO во время высыпаний 16, 19 и 21 августа 2002 г. Показаны вариации

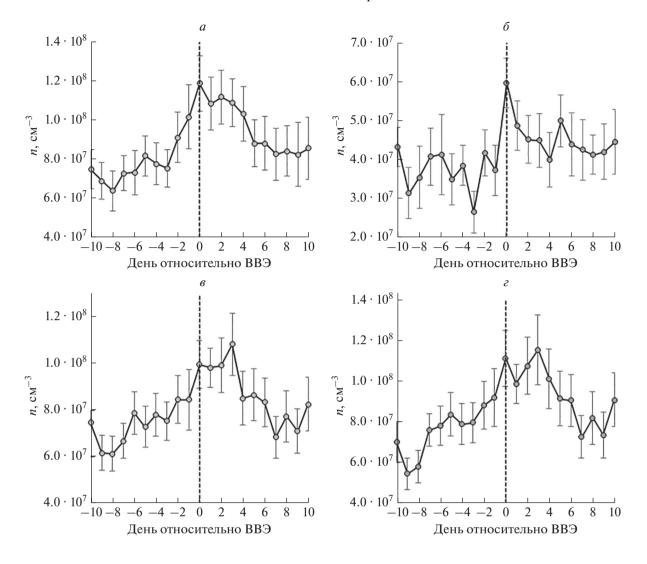


Рис. 2. Результаты применения метода наложенных эпох к данным измерений концентрации оксида азота прибором SCHIAMACY на борту спутника ENVISAT на разных высотах: 88 (a), 82 (b), 70 (b) и 68 км (c). "Ноль-день" отмечен вертикальной штриховой линией и соответствует дню регистрации высыпания магнитосферных электронов в атмосфере по данным зондовых измерений космических лучей на ст. Апатиты (Мурманская обл.) в 2002—2012 гг.

концентрации оксида азота (*n*, см⁻³) по данным измерений прибором SCHIAMACY в атмосфере на высотах 90 км (рис. 1*a*), 86 км (рис. 1*б*), 80 км (рис. 1*в*), 76 км (рис. 1*г*), 72 км (рис. 1*д*) и 66 км (рис. 1*е*) в период с 6 августа 2002 г. по 26 августа 2002 г. Вертикальные штриховые линии соответствуют датам зарегистрированных высыпаний энергичных электронов на станции Апатиты (Мурманская обл.). В концентрациях NO ясно виден отклик на события ВВЭ на всех высотах. Отклик NO на авроральные высыпания [8] показывает ослабление на высотах 66 км, который мы видим на рис. 1. ВВЭ производят ионизацию атмосферы до более низких высот, чем авроральные электроны, энергия которых не превосходит десятков кэВ [6].

Мы применили метод наложения эпох, чтобы оценить средний вклад ВВЭ в концентрацию NO по данным SCHIAMACY. В качестве ноль-дней были использованы даты регистрации ВВЭ в 2002-2012 гг. в Апатитах [11], всего 64 события. На рис. $2a-2\epsilon$ показаны результаты метода наложения эпох для концентрации NO на высотах 88, 82, 70 и 68 км соответственно. Поведение концентрации вблизи нуль-дня имеет сглаженный максимум, т.к. события ВВЭ происходят сериями во время длительных геомагнитных возмущений [2], и соседние ВВЭ дают вклад в дни, предшествующие и последующие относительно нулевого дня. Нужно отметить, что усреднение концентрации NO за весь период измерений SCHIAMACY является лишь первым шагом в изучении связи между ВВЭ и NO в атмосфере, т.к. не учтены такие особенности, как разное время жизни NO в летний и зимний периоды, зависимость от геомагнитной обстановки, зависимость эффективности регистрации NO прибором от зенитного угла Солнца и т.п. На рис. 1 видно, что ответ NO на ВВЭ сильно меняется от одного события ВВЭ к другому. Все это предстоит исследовать в дальнейшей работе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведены первые результаты сопоставления случаев высыпаний высокоэнергичных магнитосферных электронов, зарегистрированных на баллонах в стратосфере Мурманской области, с концентрацией оксида азота NO на высотах 64—90 км по измерениям прибора SCIAMACHY, установленного на борту спутника ENVISAT. Показаны возрастания концентрации NO в день ВВЭ для отдельных высыпаний и средний отклик концентрации NO на ВВЭ за весь период работы SCIAMACHY (2002—2012 гг.).

Работа проводится в рамках Германо-Российского гранта "H-EPIC" финансируемого РФФИ (проект № 20-55-12020) и немецким научным фондом по гранту № SI 1088/7 (German Research Foundation DFG, SI 1088/7-1). Направления исследований были частично определены при выполнении работ по проекту International Space Science Institute (ISSI and ISSI-BJ team "Relativistic

Electron Precipitation and its Atmospheric Effects"). E. Розанов признателен за поддержку в рамках проекта ISSI team "Space Weather Induced Direct Ionisation Effects On The Ozone Laver".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Makhmutov V.S., Bazilevskaya G.A., Stozhkov Yu.I. et al. // J. Atm. Solar Terr. Phys. 2016. V. 149. P. 258.
- Bazilevskaya G.A., Kalinin M.S., Krainev M.B. et al. // JGR Space Phys. 2020. V. 125. No. 11. Art. No. e2020-JA028033.
- 3. *Криволуцкий А.А., Репнев А.И.* Воздействие космических факторов на озоносферу Земли. М.: ГЕОС, 2009. 382 с.
- 4. https://www.wcrpclimate.org/wgcmcmip/wgcmcmip6.
- Matthes K., Funke B., Andersson M.E. et al. // Geosci. Mod. Dev. 2017. V. 10. P. 2247.
- 6. Mironova I.A., Artamonov A.A., Bazilevskaya G.A. et al. // Geophys. Res. Lett. 2019. V. 46. No. 2. P. 990.
- 7. Tyssøy H.N., Haderlein A., Sandanger M.I., Stadsnes J. // JGR. Space Phys. 2019. V. 124. P. 628.
- 8. Sinnhuber M., Friederich F., Bender S., Burrows J.P. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2016. V. 121. P. 3603.
- Bovensmann H., Burrows J. P., Buchwitz M. et al. // J. Atm. Sci.1999. V. 56. No. 2. P. 127.
- 10. Stozhkov Yu.I., Svirzhevsky N.S., Bazilevskaya G.A. et al. // Adv. Space Res. 2009. V. 44. No. 10. P. 1124.
- 11. http://sites.lebedev.ru/en/DNS FIAN/479.html.

Atmospheric effects of energetic electron precipitation

V. S. Makhmutov^{a, b, *}, G. A. Bazilevskaya^a, I. A. Mironova^c, M. Sinnhuber^d, E. Rozanov^{c, e}, T. Sukhodolov^e, B. B. Gvozdevsky^f, N. S. Svirzhevsky^a

^aLebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

^bMoscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Russia

^cDepartment of Physics of Earth, Faculty of Physics, St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia

^dInstitute of Meteorology and Climate Research, Karlsruhe Institute of Technology, Karlsruhe, Germany

^ePMOD/WRC and IAC ETHZ, Davos, Switzerland

^fPolar Geophysical Institute, Apatity, Russia

*e-mail: makhmutovys@lebedev.ru

We present the results of the analysis of data on precipitation of high-energy magnetospheric electrons into the atmosphere and their impact on the concentration of nitrogen oxide NO in the atmosphere at altitudes of 64–90 km. Series of data on precipitation recorded on balloons at the Apatity polar station (Murmansk oblast) in the period 2002–2012 and the results of NO measurements with the SCIAMACHY spectrometer (SCanning Imaging Absorption SpectroMeter for Atmospheric CHartography) installed on board the European satellite ENVISAT were used. The response of variations in the concentration of nitrogen oxides to individual cases of precipitation of high-energy electrons and the average response to all events recorded in the atmosphere in 2002–2012 are considered.

УЛК 551.515.4

ЭФФЕКТЫ, НАБЛЮДАЕМЫЕ В ПОТОКЕ МЮОНОВ ВО ВРЕМЯ ГРОЗ, ПО ДАННЫМ МЮОННОГО ГОДОСКОПА УРАГАН

© 2021 г. А. П. Качур^{1, *}, И. И. Астапов¹, Н. С. Барбашина¹, А. А. Ковыляева¹, Ю. Б. Павлюков², А. А. Петрухин¹, Н. И. Серебрянник², В. В. Шутенко¹

¹Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования "Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, Россия

> ²Федеральное государственное бюджетное учреждение "Центральная аэрологическая обсерватория", Долгопрудный, Россия

> > *E-mail: APKachur@mephi.ru

Поступила в редакцию 21.06.2021 г. После доработки 05.07.2021 г. Принята к публикации 28.07.2021 г.

По результатам анализа данных мюонного годоскопа УРАГАН выделены эффекты, наблюдаемые в связи с грозами, отмеченными над установкой и на удалении от нее: квазипериодические возмущения, падения скорости счета, изменения анизотропии потока мюонов. Реализован алгоритм отбора грозовых событий, имевших отклик в мюонных данных. Установлено, что резкие падения скорости счета мюонов непосредственно не связаны с выпадением осадков.

DOI: 10.31857/S0367676521110132

Мюонный годоскоп УРАГАН [1] (МГ УРАГАН) — это широкоапертурный координатный детектор, осуществляющий непрерывную регистрацию мюонов космических лучей на высоте 173 м над уровнем моря. МГ УРАГАН обеспечивает одновременную регистрацию мюонов в широком диапазоне зенитных углов (от 0° до 80°) и высокую угловую точность (0.8°) .

Поток мюонов формируется в верхних слоях атмосферы и чувствителен к изменениям ее параметров. С целью изучения эффектов, наблюдаемых в потоке мюонов во время гроз, проведен анализ данных МГ УРАГАН, полученных в весенне-летние (апрель—сентябрь) периоды.

Рассмотрены временные ряды скорости счета мюонов (I_{sum}) и проекций относительного вектора анизотропии потока мюонов (\vec{r}) на географические оси и на ось \vec{z} (r_{south} , r_{east} и r_z), а также результаты вейвлет-анализа $I_{
m sum}$ и характеристик зенитно-угловых распределений. Определения этих параметров приведены в [2]. Использованы мюонографии — визуализированные матрицы изменений углового распределения регистрируемого потока относительно предшествующих 24 ч, выраженные в единицах статистической погрешности. Пример мюонографии представлен на рис. 1 справа. Темное пятно в центре обозначает область недостатка мюонов. За период 2014-2019 гг. проанализировано 81 грозовое событие. Процедура анализа описана в [2, 3].

С помощью вейвлет-анализа временных рядов I_{sum} , модуля вектора локальной анизотропии (A) и

горизонтальной проекции \vec{r} (r_{hor}) показано, что в периоды грозовой активности поток мюонов претерпевает квазипериодические возмущения. Процедура вейвлет—анализа описана в [4]. Предварительные результаты приведены в [3]. Волновые процессы могут быть выявлены в характеристиках потока мюонов задолго до момента прохождения грозы вблизи МГ УРАГАН, а также могут возникать в результате грозовой активности, происходящей на значительном удалении от г. Москвы.

Рассмотрение временных рядов характеристик потока мюонов показало, что в грозовые периоды наблюдаются резкие изменения значений $I_{\mathit{sum}}, r_{\mathit{south}}, r_{\mathit{east}}$ и r_{z} продолжительностью порядка 15 мин. В табл. 1 представлено сравнение средних значений рассматриваемых характеристик для грозовых событий, определенных с использованием данных метеостанций и доплеровского метеорологического радиолокатора ДМРЛ-С ФГБУ "ЦАО" [5], и для всей продолжительности весенне-летних периодов 2014—2018 гг. Данные табл. 1 показывают, что во время грозовых событий I_{sum} падает относительно среднего за весь период, что указывает на наличие недостатка мюонов. Абсолютные значения проекций r_{east} (ось запад—восток) и r_{south} (ось север—юг) также уменьшаются, а значение проекции r_z растет: среднее направление прихода мюонов во время гроз смещается на юго-запад относительно всего периода.

Падения I_{sum} и изменения анизотропии потока мюонов хорошо прослеживаются на мюонографиях грозовых событий. Их рассмотрение

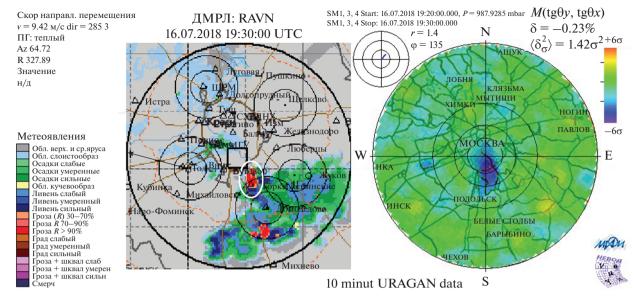


Рис. 1. Пример мюонографии — изображения усредненной за 10 мин матрицы изменений углового распределения потока мюонов (справа) — и карты метеоявлений по данным ДМРЛ (слева) для события 16 июля 2018 г. Белым овалом на метеорологической карте выделена область грозовой активности, которой соответствует темная область недостатка мюонов на мюонографии.

указывает на наличие отклика МГ УРАГАН в случаях, когда гроза не наблюдалась непосредственно над установкой. Рисунок 1 демонстрирует такой отклик для события 16 июля 2018 г.: слева на рисунке приведена метеорологическая карта, полученная по данным ДМРЛ-С ФГБУ "ЦАО", справа — соответствующая ей мюонография. Можно отметить соответствие области грозовой активности (выделена на метеорологической карте) и области недостатка мюонов (темная область) на мюонографии. При этом над МГ УРАГАН не было отмечено грозовой активности или выпадения осадков.

На основе выявленных эффектов разработан алгоритм отбора грозовых событий, имевших отклик в мюонных данных. Отбор реализован методом выделения значительных отклонений (выбросов) текущих значений I_{sum} , r_{south} , r_{east} и r_z от их скользящего среднего. Первый этап разработки описан в [6]. Отбор заключался в выделении дат, когда имелся отклик данных МГ УРАГАН на метеоявление, зарегистрированное по данным метеостанций. Выявлялись даты гроз и ливней, при этом реакция на ливни была слабой (выявлено 11% дат). При включении в рассмотрение информации с метеорологических карт ДМРЛ-С установлено, что низкая эффективность регистрации

ливней связана с тем, что отбирались в основном грозовые события.

Алгоритм был модифицирован (интервалом времени в качестве события принят один час) и с его помощью обработаны данные за апрель-сентябрь 2014-2019 гг. Всего зарегистрировано 199 срабатываний, 8 (4%) из них — ложные. Для 14 (7%) срабатываний в московском регионе не наблюдалось грозовых очагов в пределах ± 12 ч (по данным сайта [7]). Показано, что большая часть (более 90%) не связанных с внеатмосферными эффектами выбросов в характеристиках потока мюонов связана с грозовой активностью.

Существует несколько возможных причин кратковременных (от 5 до 15 мин) падений I_{sum} на величину порядка 1% в периоды грозовой активности. Первая — барометрический эффект; он учитывается при расчете I_{sum} и не может служить основным объяснением. Вторая — влияние электрического поля грозового облака [8—10]. Оно, однако, не объясняет отсутствие повышений I_{sum} , ожидаемых в силу знакопеременной природы атмосферных электрических полей и наличия в составе КЛ как μ^+ , так и μ^- [11]. Третья возможная причина — влияние массы воды. Осадки могут увеличивать поглощение мюонов и приводить к падениям I_{sum} .

Таблица 1. Сравнение средних значений различных характеристик потока мюонов для грозовых событий и для всей продолжительности весенне-летних периодов 2014—2018 гг.

		$r_{south}, 10^{-4}$	r_z , 10^{-4}
£	8 ± 0.7 $1.1 \pm 22 \pm 0.13$ 1.75 ± 1.75	$ \begin{array}{c cccc} 0.2 & -2.0 \pm 0.1 \\ 0.2 & -2.7 \pm 0.2 \end{array} $	11.0 ± 0.1 8.5 ± 0.2

Среди рассмотренных событий отмечены как совпадения осадков и падений I_{sum} по времени, так и случаи, когда выпадение аналогичного количества осадков не приводило к сильному падению I_{sum} , и такие события, когда падение наблюдалось без зарегистрированных осадков.

Для сопоставления I_{sum} и уровня осадков рассмотрены данные с 01.01.2014 по 31.12.2018. Использовались пятиминутные временные ряды, полученные МГ УРАГАН и метеостанцией Vaisala. Построены корреляции за весь период, за "летние" (апрель—сентябрь) и "зимние" (октябрь—март) периоды. Построены корреляции для грозовых и негрозовых периодов. Они также разделены по сезонам. Грозовая активность определялась по данным метеостанций, картам ДМРЛ-С и информации с сайта [7]. В грозовые периоды включены все данные ± 12 ч от отметки о грозе на одной из метеостанций или по данным ДМРЛ-С.

Получены коэффициенты корреляции для зависимостей от влажности и количества осадков за 5 мин, 1 и 24 ч: I_{sum} , выбросов I_{sum} , выбросов I_{sum} , выбросов I_{sum} заначительнее 3 σ . Для всех рассмотренных зависимостей с достаточным числом точек и p критерием менее 0.05 коэффициент корреляции не превышает по модулю 0.4, т.е. линейной регрессии не наблюдается.

Процент значительных выбросов I_{sum} , в течение часа до или после которых на метеостанции Vaisala отмечались осадки, от всех значительных выбросов составил 16% за весь период, 21% в летние и 9% в зимние периоды, что указывает на грозовую активность как на источник взаимосвязи значительных выбросов I_{sum} и выпадения осадков. При исключении грозовых событий из рассмотрения процент составил 9% за весь период, 10% — в летние и 9% — в зимние. При рассмотрении исключительно грозовых периодов процент составил 41% за весь период, 41% — в летние и 50% — в зимние.

Можно заключить, что резкие падения I_{sum} не связаны непосредственно с выпадением осадков и проявляются в ассоциации с ними в периоды грозовой активности. Зависимости I_{sum} от количества осадков для всего рассматриваемого периода не выявлено.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что реакция МГ УРАГАН на грозовое событие (квазипериодические возмущения характеристик потока, падения скорости счета и изменения анизотропии) имеет место как в случае прохождения грозы над детектором, так и в случае, когда гроза не наблюдалась над установкой. Завершена разработка алгоритма отбора грозовых событий, имевших отклик в мюонных данных; с его помощью показано, что большая часть не связанных с внеатмосферными эффектами выбросов в характеристиках потока мюонов связана с грозовой активностью. Продемонстрировано, что падения скорости счета мюонов по данным МГ УРАГАН не вызваны непосредственно выпадением осадков и проявляются в ассоциации с ними в периоды грозовой активности.

Работа выполнена на уникальной научной установке "Экспериментальный комплекс НЕВОД".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Барбашина Н.С., Кокоулин Р.П., Компаниец К.Г. и др. // ПТЭ. 2008. № 2. С. 26; Barbashina N.S., Kokoulin R.P., Kompaniets K.G. et al. // Instrum. Exp. Tech. 2008. V. 51. No. 2. P. 180.
- 2. Barbashina N.S., Petrukhin A.A., Yashin I.I. // Proc. Int. Symp. TEPA 2016 (Yerevan, 2016). P. 106.
- 3. *Kachur A.P., Pavlyukov Yu.B., Petrukhin A.A. et al.* // J. Phys. Conf. Ser. 2019. V. 1390. Art. No. 012060.
- 4. *Yashin I.I., Astapov I.I., Barbashina N.S. et al.* // Adv. Space Res. 2015. V. 56. No. 12. P. 2693.
- 5. http://method.meteorf.ru/norma/document/temp2.pdf.
- Качур А.П., Дмитриева А.Н., Ковыляева А.А., Шутенко В.В. // Учен. зап. физ. фак. МГУ. 2018. № 4. С. 1840404.
- 7. http://meteocenter.asia.
- 8. *Лидванский А.С., Хаердинов Н.С.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73. № 3. С. 415; *Lidvansky A.S., Khaerdinov N.S.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2009. V. 73. No. 3. P. 397.
- Dorman L.I., Dorman I.V., Iucci N. et al. // J. Geophys. Res. 2003. V. 108. No. A5. Art. No. 1181.
- 10. Chilingarian A., Hovsepyan G., Karapetyan G., Zazyan M. // Astropart. Phys. 2021. V. 124. Art. No. 102505.
- 11. Лидванский А.С., Хаердинов Н.С. // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75. № 6. С. 888; Lidvansky A.S., Khaerdinov N.S. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2011. V. 75. No. 6. P. 837.

Effects observed in the muon flux during thunderstorms according to the muon hodoscope URAGAN data

A. P. Kachur^{a, *}, I. I. Astapov^a, N. S. Barbashina^a, A. A. Kovilyaeva^a, Yu. B. Pavlyukov^b, A. A. Petrukhin^a, N. I. Serebryannik^b, V. V. Shutenko^a

^aNational Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia ^bCentral Aerological Observatory, Dolgoprudny, 141700 Russia

*e-mail: APKachur@mephi.ru

Based on the muon hodoscope URAGAN data analysis, effects observed in connection with thunderstorms recorded above and at a distance from the muon hodoscope were identified: quasiperiodic disturbances of the muon flux characteristics, count rate decreases, and flux anisotropy changes. An algorithm for the selection of thunderstorms that had a response in muon data has been created. It was found that muon counting rate decreases are not directly related to precipitation.

УЛК 524.1-52:523.9

ВОЗМУЩЕНИЕ СВЕЧЕНИЯ НОЧНОГО НЕБА В ЯСНУЮ ПОГОДУ НА СРЕДНИХ ШИРОТАХ

© 2021 г. Н. С. Хаердинов^{1, *}, Д. Д. Джаппуев¹, К. Х. Канониди², А. У. Куджаев¹, А. Н. Куреня¹, А. С. Лидванский¹, В. Б. Петков¹, М. Н. Хаердинов¹

> 1 Φ едеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия

 2 Φ едеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн имени Н.В. Пушкова Российской академии наук, Москва, Россия

> *E-mail: khaerdinovns@yandex.ru Поступила в редакцию 21.06.2021 г. После доработки 05.07.2021 г.

> Принята к публикации 28.07.2021 г.

Зарегистрировано свечение ночного неба на 43° северной широты во время глобальных магнитосферных возмущений. Свечению предшествовала сейсмическая активность, сгенерировавшая подземный отрицательный заряд выходящим на поверхность земли положительным током, $20-25 \text{ hA/m}^2$.

DOI: 10.31857/S0367676521110144

ВВЕДЕНИЕ

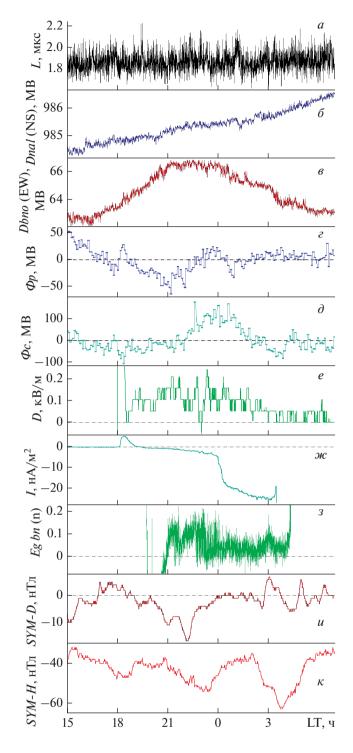
В работе [1] были представлены результаты регистрации установкой "Арагац" ночного наблюдения (с 1 на 2 сентября 2019 г.) яркого непрерывного свечения грозовых облаков, сопровождаемого значительным возмущением интенсивности гамма-квантов, генерированных электрическим полем. Этот эффект имел место в отсутствие дождя, и, естественно, возникает вопрос об источнике энергии для порождающего процесса. Географически, Арагац и Баксанская нейтринная обсерватория (БНО) ИЯИ РАН расположены в Кавказском регионе, в 340 км друг от друга. Демонстрации того, что в этот период происходило в БНО, посвящена настоящая работа.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ БАЗЫ

Эксперимент по изучению вариаций космических лучей во время гроз включает комплекс измерительной аппаратуры, размещенный на базе установки "Ковер" БНО (43.3° с.ш., 42.7° в.д.). Установка расположена в низине горного ущелья, на высоте 1.7 км над уровнем моря, в 40 м от реки. Соседние вершины гор (4 км над уровнем моря) находятся на расстоянии 4-5 км.

На установке Ковер ведется непрерывная регистрация вторичных частиц космических лучей. По их вариациям во время гроз, методом, разработанным ранее [2, 3], определяется разность потенциалов электрического поля в тропосфере нал установкой и в стороне, по кругу, в радиусе от ~10 до ~20 км. Ошибка метода ~20%. Используя одночастотные 6 канальные спутниковые часы GPS170PCI, позволяющие программным образом, в режиме on line, организовать запрос системе спутников GPS на получение от них сигнала точного времени, определяется полное электронное содержание ионосферы (ПЭС) над установкой. В эксперименте измеряется время (L), затраченное на исполнение команды. Скважность 5 c^{-1} . Используя данные глобальных ионосферных карт [4], метод корреляционного анализа и прямую калибровку возмущения измеряемых задержек по возмущению ПЭС, в момент фазы развития магнитной бури был получен коэффициент связи, отвечающий локальному возмущению ПЭС над установкой и задержке времени исполнения команды $\beta_{Ne/\Delta L} = 0.195 \pm 0.009$ [TEC/нс]. ПЭС измеряют в единицах TEC (total electron count). 1 TEC = $=10^{16}$ электронов/м². Ежесекундно измеряются атмосферное давление, температура, приземная напряженность электрического поля, электрический ток дождя. Регистрируются импульсные электромагнитные помехи.

В 4.5 км от базовой установки в горизонтальном горном тоннеле расположен измерительный комплекс Северокавказской геофизической лаборатории ИФЗ РАН (описание см. в работе [5]). В этой работе используются данные наклономерной станции, представленной двумя прецизионными маятниковыми наклономерами, измеряющими угол наклона плоскости постамента



к плоскости горизонта в направлениях Восток—Запад и Север—Юг. Превышение над горизонтом соответствует положительному значению датчиков. Уровень выходного электрического сигнала ± 0.2 (В/с дуги).

Для непрерывной регистрации оптического свечения над установкой два внешних пункта видео регистрации просматривают область неба с

Рис. 1. Событие 01.09-02.09 2019 г. Время местное. опережает мировое на 3 ч. Время на получение сигнала точного времени от системы спутников GPS, усреднение 20 с (а). Вариации наклона земной поверхности в г. Нальчик (NS - направление Север-Юг), 1В соответствует 5 с дуги, усреднение -20 с (δ) . Вариации наклона земной поверхности в п. Нейтрино (EW – направление Восток-Запад), 1В соответствует 5 с дуги, усреднение 20 с (в). Восстановленная по вариациям "периферийных" мюонов с энерговыделением более 70 МэВ разность потенциалов в тропосфере в стороне (10-20 км) от установки, усреднение 5 мин (г). Восстановленная по вариациям "вертикальных" мюонов с энерговыделением 30-60 МэВ разность потенциалов в тропосфере над установкой, усреднение 5 мин (д). Напряженность приземного электрического поля, усреднение 20 с (е). Электрический ток дождя, усреднение 20 с (ж). Яркость (измерение в каналах) свечения центральной области снимка (п. Нейтрино, скважность 10 с), усреднение 20 с (3). Ү-компонента симметричной составляющей магнитного поля [7] (скважность 1 мин), (SYM-D инлекс), скважность 1 мин (и). Х-компонента симметричной составляющей магнитного поля [7] (скважность 1 мин), (SYM-H индекс), скважность 1 мин (κ).

расстояния 0.5 км (п. Нейтрино, 20°—65° над горизонтом, преимущественное направление на юг) и 75 км (село Хасанья, 0°—50° над горизонтом, преимущественное направление на запад). В каждом пункте регистрация проводится двумя камерами в цветном (камера Cs280) и инфракрасном (камера Cs265) диапазонах. Для количественного описания регистрации свечения, определена функциональная связь яркости свечения удаленной непрерывной поверхности со средней яркостью пикселей его изображения на фотографии.

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

На рис. 1 представлены графики вариаций различных геофизических параметров, анализируя которые можно понять, что происходило. Накануне 01.09.2019, вечером с 17:30 по 18:45, прошло локальное облако с полем грозового характера. Напряженность приземного электрического поля представлена на рис. 1е. Датчик электрического тока дождя зафиксировал положительный ток, характерный для гроз (рис. 1ж). Само грозовое облако фиксировалось видеокамерами лишь в период с 17:30 по 18:20, в остальное время была обычная погода с небольшой облачностью. С 20:30 фиксировались звезды. Причин формирования в атмосфере значительного заряда не наблюдалось. Вместе с тем разность потенциалов в тропосфере, оцениваемая по вариациям мюонов (над установкой — рис. 1∂ и на периферии — рис. 1ε), на протяжении ночи имела значения характерные для гроз. На расстоянии ~10-20 км друг от друга проходили зарядовые волны разного знака. На графике разности потенциалов периферии отчетливо проявляются следы от импульсных разрядов 21:14, 22:05, 01:00. Правда, шумовой канал их не зарегистрировал, что бывает, если разряд горизонтальный или медленный. Первый разряд обозначил начало роста широкомасштабной положительной составляющей поля. Он совпал с остановкой роста наклонения литосферной плиты в районе БНО (рис. 1e). Третий разряд обозначил начало резкого снижения, до переполюсовки, разности потенциалов над установкой. В тот же момент время на получение сигнала от системы спутников GPS (рис. 1a) стало наращивать задержку. Возмущение длилось 20 мин. Максимум, 120 ± 3 нс, был достигнут в 01:10. Соответствующий прирост ПЭС составил 23.3 ± 1.2 TEC. В 01:05 случился излом наклонения, измеренный в г. Нальчик (рис. 16). Измеритель электрического тока дождя (рис. 1ж) все это время наращивал отрицательное значение ~ -1 нA/м², а в районе полуночи испытал резкое усиление на ~ -20 нА/м². И это все под небом, на котором камерами засняты звезды. Около 03:00 камера в БНО зарегистрировала усиление свечения всего неба (рис. 13). Измерены параметры свечения. Предшествующий возмущению фон, в интенсивности фотонов красного цвета (R 630 нм): $0.33 \times (2^{\pm 1})$ кРл, зеленого $(G 525 \text{ нм}): 1.53 \times (2^{\pm 1}) \text{ кРл, синего } (B 430 \text{ нм}): =$ $= 4.50 \times (2^{\pm 1})$ кРл. В фотометрических единицах, соответственно, $R: 1.51 \times (2^{\pm 1}) \times 10^{-5} [кд/м^2],$ $G: 2.47 \times (2^{\pm 1}) \times 10^{-4} \text{ [кд/м}^2], B: 1.31 \times (2^{\pm 1}) \times$ $\times 10^{-5}$ [кд/м²]. Суммарно: $2.7 \times (2^{\pm 1}) \times 10^{-4}$ [кд/м²]. Это соответствует обычной яркости ночного безлунного неба. Здесь $(2^{\pm 1})$ – методическая ошибка, определенная при калибровке измерений, полученная в логарифмическом масштабе, одинаковая для всех цветов. Максимум свечения в виде острого пика пришелся на момент 03:03. Статистически значимая максимальная амплитуда возмущения, оцененная за период 03:02-03:04, выраженная в процентах фоновой яркости имеет значения: R: (3.53 \pm 0.32)%, G: (3.20 \pm 0.42)%, B: $(4.22 \pm 0.65)\%$. Суммарно, в фотометрических единицах: $0.9 \times (2^{\pm 1}) \times 10^{-5}$ [кд/м²]. Глазом эффект не заметен. Камера в с. Хасанья эффект не выделяет, по причине городской засветки. Эффективный период возмущения, 02:50-03:20, взятый на полувысоте от максимальной яркости, совпал с периодом временной стабилизации кольцевого тока магнитосферы, динамику которого отражают вариации индекса SYM-H (см. рис. 1κ). Пиковое значение свечения совпало с максимумом межполушарного тока (индекс SYM D (см. рис. 1u) и началом резкого спада отрицательных показаний измерителя тока дождя до момента 03:30. Обычно, в хорошую погоду, примерно в это время, утренняя роса нарушает электрическую изоляцию антенны датчика измерителя тока.

Поскольку ночью были видны звезды, а утром наблюдалось выпадение росы, т.е., выполнялись

условия "хорошей погоды", надо признать, что поля в тропосфере, измеренные по вариациям мюонов и измерителем приземного поля, сформированы зарядами, распределенными в земле. А импульсные разряды 21:14, 22:05, 01:00 — подземные. В работе [6] сообщается что при сжатии гранитной плиты до 10% от разрушающего напряжения регистрировались электрические токи до 50 нА/м². Колебание литосферной плиты, измеренное наклономером в БНО (рис. 16), демонстрирует случай сжатия при столкновении. Равномерный наклон в одну сторону, сменился наклоном в обратную. В промежутке – период постепенного смятия граней. В этот период должно произойти разделение зарядов. Положительный выходит из зоны сжатия, от сильного к меньшему, отрицательный остается, формируя над установкой положительное поле. Тот факт, что длительность периода смятия плиты (3.5 ч) совпадает с периодом аномального положительного тока из земли в атмосферу, дает основание считать, что это тот самый "отжатый" положительный заряд. Транспортное время 3 ч требует объяснений. По-видимому, именно его выход к поверхности земли в Армении спровоцировал сейсмическую грозу, а в БНО вызвал диффузное свечение.

ЗАКЛЮЧЕНИПЕ

Зарегистрировано свечение ночного неба во время глобальных магнитосферных возмущений на широте 43° с.ш. на фоне звезд. Период максимального свечения совпал с периодом стабилизации кольцевого тока, пиковое значение — с максимумом межполушарного. Свечению предшествовала местная сейсмическая активность, сгенерировавшая подземный отрицательный заряд выходящим на поверхность земли положительным током, 20—25 нА/м². Этот ток был скомпенсирован межполушарным током.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Chilingarian A. et al. // Phys. Rev. Res. 2019. V. 1. Art. No. 033167.
- Khaerdinov N.S., Lidvansky A.S. // J. Phys. Conf. Ser. 2013. V. 409. Art. No. 012230.
- 3. *Хаердинов М.Н., Хаердинов Н.С., Лидванский А.С.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 2. С. 246; *Khaerdinov M.N., Khaerdinov N.S., Lidvansky A.S.*// Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 2. P. 226.
- 4. https://www.izmiran.ru/ionosphere/weather/cat.
- 5. Собисевич А.Л., Гриднев Д.Г., Собисевич Л.Е. и др. Природные процессы, геодинамика, сейсмотектоника и современный вулканизм Северного Кавказа. Нальчик: КБГУ, 2008. С. 274.
- Freund F. // J. Asian Earth Sci. 2011. V. 41. No. 4–5. P. 383.
- 7. http://isgi.unistra.fr/indices asy.php.

Midlatitude night sky glow disturbance under fair weather conditions

N. S. Khaerdinov^{a, *}, D. D. Dzhappuev^a, K. Kh. Kanonidi^a, A. U. Kudzhaev^b, A. N. Kurenya^a, A. S. Lidvansky^a, and V. B. Petkov^a

^aInstitute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia

^bPushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences,

Moscow, 108840 Russia

*e-mail: khaerdinovns@vandex.ru

A night sky glow has been detected during global magnetosphere disturbances at latitude of 43° N. The glow was preceded by seismic activity, which had generated an underground negative charge through 20-25 nA/m² current going out of the ground.

УЛК 539.16:550.348.43

ОТКЛИК ДЕТЕКТОРА LVD НА ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ В ЦЕНТРАЛЬНОЙ ИТАЛИИ

© 2021 г. Н. Ю. Агафонова¹, В. В. Ашихмин¹, Е. А. Добрынина^{1, *}, Р. И. Еникеев¹, А. С. Мальгин¹, О. Г. Ряжская¹, Н. А. Филимонова^{1, 2}, И. Р. Шакирьянова¹, В. Ф. Якушев¹ (и коллаборация LVD)

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия ²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования

Феогральное госуоарственное автономное образовательное учрежовние высшего образования "Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)", Долгопрудный, Россия

> *E-mail: Dobrynina@inr.ru Поступила в редакцию 21.06.2021 г. После доработки 05.07.2021 г. Принята к публикации 28.07.2021 г.

Основными источниками фона по низкому порогу в подземном Детекторе большого объема (LVD, LNGS, Италия) являются естественная радиоактивность грунта и радон, который выходит из грунтовых вод в атмосферу подземного помещения через множественные микротрещины в породе. Установка LVD регистрирует гамма-кванты от распадов дочерних ядер радона. При деформациях земной коры возникает напряжение, увеличивается количество микротрещин, что приводит к повышению концентрации радона. Представлен анализ темпа счета детектора во время мощных землетрясений в центральной Италии в 2019 году.

DOI: 10.31857/S036767652111003X

ВВЕДЕНИЕ

Радиоактивный газ радон, всегда присутствующий в грунте, является одним из основных источников фона установок, нацеленных на поиск редких событий [1]. При деформациях земной коры увеличивается количество микротрещин, возникает напряжение и усиливается вибрация грунта, что приводит к значительному повышению концентрации радона.

На возможности установки LVD для изучения вариаций концентрации радона под землей было обращено в [2] после обнаружения аномального повышения фонового темпа счета детектора в дни наиболее сильных сейсмических толчков (сентябрь 1997 г.). Эпицентр толчков находился в Центральной Италии, примерно в 300 км от установки. После похожего увеличения темпа счета в 1999 г., которое по времени появления было ассоциировано с разрушительным землетрясением в Турции, началось целевое изучение вариаций темпа счета низкоэнергетичных фоновых событий.

В структуру установки помещен альфа-частичный радонометр, который проводит точечные замеры концентрации радона [3, 4]. Сравнение данных помогло понять, что быстро изменяющаяся компонента фона детектора LVD связана с радоном. На концентрацию радона в подземном экспериментальном зале влияют давление, влажность, температура, вибрация грунта, работа вентиляции. В работе представлен анализ изменений этих факторов и зависимость от них низко-энергичного темпа счета LVD. Указанная связь позволит разделить полный фоновый темп счета установки LVD на три группы: две переменные составляющие, связанные с изменением окружающих условий и концентрации радона, и постоянную составляющую, обусловленную радиоактивностью материалов установки и скальной породы.

ЭКСПЕРИМЕНТ LVD И МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ

Детектор LVD [5], находящийся в подземной лаборатории под толщей грунта 3650 м в.э., предназначен для поиска нейтрино от коллапсов звездных ядер [6]. Установка состоит из 840 полуторакубовых сцинтилляционных счетчиков ($C_nH_{2n},\ n\approx 9.6$) сгруппированных в 3 башни. Каждая башня размером $6\times 10\times 12$ м объединят счетчики в 7 уровней и 5 колонн. Для разных научных задач в детекторе имеется два энергетических порога: верхний $E_{HET}=4$ МэВ, и нижний $E_{LET}=0.5$ МэВ. Данные

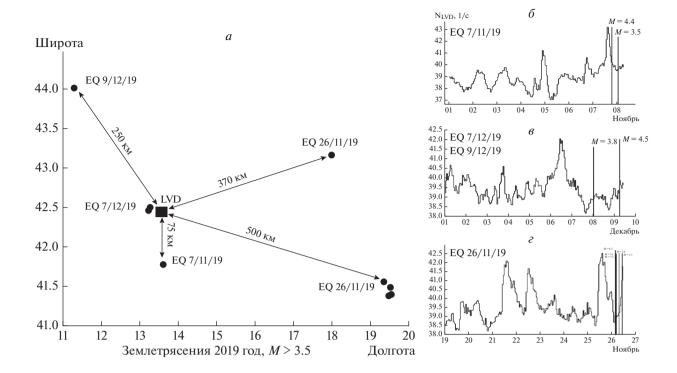


Рис. 1. Сейсмические события 2019 г. с магнитудой больше 3.5 и отклик установки LVD: слева (a) — показаны эпицентры сильных толчков и их расположение относительно установки LVD; справа $(\delta, \theta, \varepsilon)$ — данные установки по нижнему порогу (по оси абсцисс — дата, по оси ординат — темп счета в секунду на счетчик). Линиями обозначены моменты сильных толчков.

низкоэнергетического порога используются для исследования фона эксперимента и контроля работы счетчиков.

Основным источником фона по низкому порогу на установке LVD является радон. Радон — радиоактивный газ, который образуется в грунте в результате деления и распадов элементов уранового и ториевого рядов. Радон выходит в атмосферу подземного помещения через множественные микротрещины в породе. Радон хорошо растворяется в воде и переносится подземными водами.

Установка LVD регистрирует гамма-кванты от распадов дочерних ядер радона, период полураспада которого 3.8 дня. Гамма-излучение создается, в основном, ядрами висмута, за счет β-распада превращающимися в полоний с характерным временем 19.7 мин. Энергетический спектр гамма-излучения охватывает диапазон от 0.6 до 2.5 МэВ.

Данные детектора, используемые для исследования фона (E_{LET}), формируются следующим образом: каждые 10 мин все сцинтилляционные счетчики башни запускаются импульсом от генератора на регистрацию E_{LET} импульсов в течение 10 с [7].

При обработке данных отбираются наиболее стабильно работающие в течение длительного времени внутренние счетчики одной башни. Число включаемых в обработку счетчиков варьируется от 60 до 76. Данные суммируются за 1 ч. Суммарный темп счета нормируется на один счетчик в герцах. Общее число отсчетов в одном бине $\sim 184\,000$ (~ 420 отсчетов за 10 с \times 73 счетчика \times 6 запусков/ч), что дает относительную ошибку измерений $\sim 0.2\%$.

РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА ДАННЫХ 2019 ГОДА

Мы отобрали данные установки LVD (N_{LVD}) по низкому порогу, совпадающие по времени с произошедшими в 2019 г. сильными землетрясениями [8] на расстояниях до 500 км от установки. На рис. 1 показаны только толчки с магнитудой больше 3.5. Обычно сильные землетрясения сопровождаются серией толчков с небольшой магнитудой. Линиями на рисунках отмечены моменты сильных толчков.

Первое событие произошло вечером 7 ноября в Балсорано (регион Абруццо, провинция Аквила) в 75 км от установки LVD. Было зарегистрировано повышение темпа счета по низкому порогу за несколько часов до землетрясения.

Следующие два сильных землетрясения произошли одно за другим, с разницей по времени порядка суток. Ночью с 7 на 8 декабря произошло землетрясение в Барете (регион Абруццо, провин-

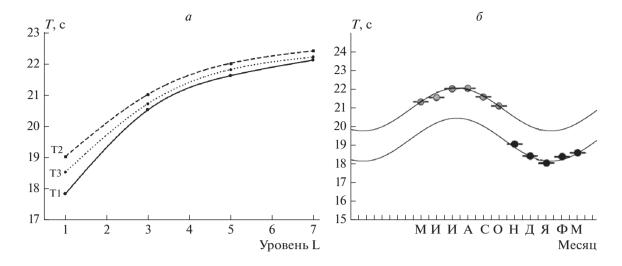


Рис. 2. Слева (a) — зависимость температуры от высоты (L=1 — нижний уровень, L=7 — верхний), справа (b) — измерения средней температуры за месяц с мая 2019 по март 2020 г., верхняя кривая — для положения ТГ на счетчике N2456, нижняя — на N3512.

ция Аквила), а утром 9 декабря — множественные толчки в провинции Флоренция региона Тоскана в 250 км от установки LVD. Первое землетрясение произошло совсем рядом с установкой LVD, но оно было намного слабее второго события в Тоскане. Повышение темпа счета мы наблюдали за 1.5 сут до первого события. К сожалению, мы не можем достоверно определить, на какое сейсмическое событие дает отклик установка: на близкое, но слабое или на сильное, но более отдаленное.

Третье событие тоже ставит перед нами вопросы: на каком расстоянии от эпицентра землетрясения установка LVD может дать отклик на сейсмическое событие. Утром 26 ноября произошло сильное землетрясение со множественными толчками в Албании в 500 км от установки LVD, а через несколько часов — в Боснии (~370 км от установки). Было зафиксировано повышение темпа счета установки за сутки до землетрясений.

ВЛИЯНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ НА ВАРИАЦИИ ФОНОВОГО ТЕМПА СЧЕТА LVD

Изменения температуры, влажности и давления в низкофоновых помещениях, предназначенных для поиска редких событий, являются неотъемлемой частью наблюдений фоновых условий экспериментов. С помощью обычного термогигрометра ИВТМ-7 М 6-Д (ТГ) мы провели две серии измерений температуры (T), влажности (H) и давления (P) в подземном зеле Лаборатории. В I-серии измерений с 05.2019 по 10.2019 гг. термогигрометр находился в центре детектора (счетчик номер N2456). Во время II-серии с 11.2019 по 03.2020 гг. ТГ был

помещен в угол детектора LVD (N3512) на 1 уровне, близко к воротам из зала.

Наши измерения показали, что средняя температура в центре детектора $\langle T \rangle = 20.0 \pm 0.1$ сис°С. Систематическая ошибка — точность измерения. Суточное изменение температуры (метод наложения эпох) составляет не более 0.1%. На нижнем уровне детектора (L=1) температура, как и следовало ожидать, меньше (18.4 ± 0.5 °С), чем средняя температура на верхнем уровне (L=7) — 22.3 ± 0.3 °С (рис. 2a). Положение башен в зале относительно выхода вентиляции отражает разброс значений температуры на разных башнях (± 0.5 °С относительно центральной 2-ой башни).

Сезонная вариация средней температуры в установке составляет $\delta T/T=6\%$ ($\delta T=1.2^{\circ}$ C). Эта величина получена при аппроксимации данных функцией вида $f(t)=\langle T\rangle+\delta T\cos(2\pi(t-t_0)/12)$, где фаза — максимум в распределении $t_0=6.8$ мес. (рис. 2δ). Величина сезонных вариации температуры одинакова для обеих серий измерений.

Влажность в помещении обратно пропорциональна температуре: $(H - \langle H \rangle / \langle H \rangle) = -0.023 - 0.96 \times (T - \langle T \rangle / \langle T \rangle)$. Средняя влажность в центре детектора (41.0 ± 0.1сис) %. Средняя влажность на нижнем уровне детектора H(L=1)=35%, на верхнем уровне -H(L=7)=44%. Сезонная вариация средней влажности $\delta H/H=17\%$ ($\delta H=7.5\%$), фаза — максимум в распределении — 7.8 мес. Вариации влажности в течение дня (суточные) зависят, скорее всего, от действий персонала Лаборатории (открывание ворот в зале для прохода тяжелой техники, обслуживающей эксперименты) [9].

В зале детектора среднее давление за месяц постоянно и равно (680 \pm 1сис) мм рт. ст. В течение года среднее давление меняется на 5 мм рт. ст. Аб-

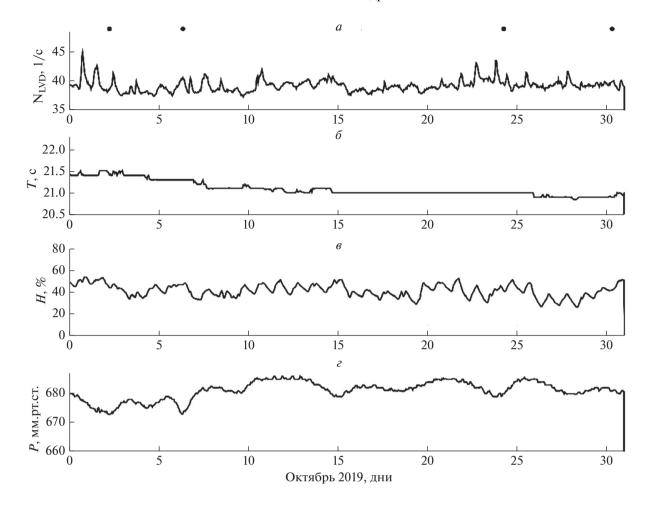


Рис. 3. Измерения за октябрь 2019 г.: a — скорости счета LVD (на счетчик в секунду), точками показаны землетрясения с магнитудой >3 баллов, δ — температуры, δ — влажности, ϵ — давления.

солютное давление меняется ± 10 мм рт. ст. в течение месяца (недели), и связано с внешним атмосферным давлением. В данных по температуре и давлению мы не обнаружили изменений в зависимости этих параметров от притока нового воздуха, то есть открывания ворот в экспериментальном зале.

Мы провели сравнительный анализ скорости счета данных LVD (N_{LVD}) по нижнему порогу с данными ТГ по температуре, влажности и давлению (рис. 3). Пики в E_{LET} данных LVD (N_{LVD}) не связаны с пиками изменений в T, H, P.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследования по выявлению связи поведения радоновых полей с сейсмической активностью проводятся во всем мире в течение многих десятилетий. В данных LVD мы видим отклик установки на повышение сейсмической активности. В ряде случаев наблюдается повышение концентрации радона за 2—3 дня до землетрясения, что

дает надежду на возможность предсказания готовяшегося события.

Измерения в зале установки температуры, влажности и давления показали, что условия эксплуатации детектора стабильные как в краткосрочном режиме (в течение суток), так и в долгосрочном (в течение года). Это дает хороший прогноз для выделения резкого изменения концентрации радона и, надеемся, для выделения предвестников землетрясений.

Но прогноз землетрясения предполагает предсказание, с известной достоверностью, трех характеристик: силы, времени и места очага землетрясения. Мы же пока хотим выявить источники фоновых радоновых событий и а posteriori выделить характеристики вариаций концентрации радона под землей, коррелирующие со временем сильных землетрясений.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-02-00064-а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Bassignani A., Bam B.B., Colombo G. et al. // Radiat. Meas. 1995. V. 25. No. 1–4. P. 557.
- Badino G., Fulgione W. // LVD Meet. Rep. Preprint N2, 1998.
- Bruno G., Menghetti H. // J. Phys. Conf. Ser. 2006.
 V. 39. P. 278.
- 4. Bruno G. on behalf of the LVD Collaboration // J. Phys. Conf. Ser. 2010. V. 203. Art. No. 012091.

- 5. Bari G., Bazile M., Bruni G. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 1988, V. 264, P. 5.
- 6. Agafonova N.Y., Aglietta M., Antonioli P. et al. (LVD Collaboration) // Astrophys. J. 2015. V. 802. No. 1. P. 47.
- 7. *Агафонова Н.Ю.*, *Алексеев В.А.*, *Добрынина Е.А. и др.* // Препринт № 1071/2001 ИЯИ РАН, 2001.
- 8. http://cnt.rm.ingv.it.
- 9. Агафонова Н.Ю., Ашихмин В.В., Добрынина Е.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 5. С. 673; Agafonova N. Yu., Ashikhmin V.V., Dobrynina E.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 5. P. 614.

LVD detector response to earthquakes in central Italy

N. Yu. Agafonova^a, V. V. Ashikhmin^a, E. A. Dobrynina^{a,*}, R. I. Enikeev^a, A. S. Malgin^a, O. G. Ryazhskaya^a, N. A. Filimonova^{a, b}, I. R. Shakyrianova^a, V. F. Yakushev^a, and LVD Collaboration

^aInstitute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia ^bMoscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudny, 141701 Russia *e-mail: Dobrynina@inr.ru

The main sources of background at the low threshold in the underground large volume detector (LVD, LNGS, Italy) are the natural radioactivity of the rock and radon, which is released from the groundwater into the atmosphere of the underground room through multiple microcracks in the rock. LVD registers gamma quanta from decays of daughter radon nuclei. With deformations of the earth's crust, stress occurs, the number of microcracks increases, which leads to an increase in the concentration of radon. An analysis of the detector counting rate during powerful earthquakes in central Italy in 2019 is presented.

УЛК 537.67

ВАРИАЦИИ ЗАРЯЖЕННОЙ И НЕЙТРАЛЬНОЙ КОМПОНЕНТ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В СЕЙСМИЧЕСКОЙ ЗОНЕ CASLEO

© 2021 г. А. А. Орлов^{1,2,*}, В. С. Махмутов^{1,2}, М. В. Филиппов¹, Ю. И. Стожков^{1,2}, Ж.-П. Ролан³

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия ²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования "Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)", Долгопрудный, Россия

³Университет Маккензи, Центр радиоастрономии и астрофизики, Сан-Пауло, Бразилия *E-mail: orlov.aa@phystech.edu

Поступила в редакцию 21.06.2021 г. После доработки 05.07.2021 г. Принята к публикации 28.07.2021 г.

Представлены результаты анализа данных наземных измерений заряженной и нейтральной компонент космических лучей и приземного электрического поля в районе астрономического комплекса КАСЛЕО (CASLEO; Эль-Леонсито, Аргентина), полученных в период 2015—2020 гг. Основное внимание уделено измерениям во время проявлений сейсмической активности — землетрясений, произошедших на расстоянии от 5 до 500 км от КАСЛЕО. Предварительный анализ выборки событий позволил установить отдельные свойства этих вариаций.

DOI: 10.31857/S0367676521110272

ВВЕДЕНИЕ

Космические лучи (КЛ) определяют свойства глобальной электрической цепи и играют существенную роль в атмосферных процессах. Поэтому изучение физической природы вариаций потоков вторичных КЛ на разных временных масштабах (суточных, 27-дневных, сезонных, годовых и т.д.), вызванных солнечной активностью, сейсмической и грозовой активностями и атмосферными процессами является актуальной задачей [1—3]. При этом создание и использование наземных измерительных научных комплексов является необходимым для получения экспериментальной базы данных для таких исследований.

С этой целью в 2015 г. на территории астрономического комплекса КАСЛЕО (CASLEO; Эль-Леонсито, Сан-Хуан, Аргентина), в содружестве с Физическим институтом им. П.Н. Лебедева РАН, был создан наземный космофизический комплекс, состоящий из детектора КОВЕР (CARPET), трех модулей нейтронного детектора (ND), четырех модулей гамма-спектрометра (GAMMA) и монитора электрического поля (электростатического флюксметра) EFM-100 [3—9].

В статье представлены предварительные результаты анализа совокупности экспериментальных данных, полученных на указанном наземном комплексе во время сейсмоактивных событий, зарегистрированных с середины июня 2015 по на-

чало марта 2020 г. Проведен анализ данных, полученных во время отдельных землетрясений и для совокупной выборки событий.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Характеристики сейсмической активности в районе комплекса КАСЛЕО в период середина июня 2015-начало марта 2020 гг. были получены по данным, представленным на электронном ресурсе [10]. За указанный период было зарегистрировано 251 землетрясение. Для каждого события были определены его время, магнитуда, расстояние от эпицентра до КАСЛЕО (с точностью ~10 км) и глубина залегания гипоцентра. На рис. 1 представлены статистические распределения землетрясений по магнитуде, расстоянию от КАСЛЕО до эпицентра и глубине гипоцентра. Из представленных данных следует, что магнитуда большинства землетрясений находится в диапазоне 4-6 баллов, удаление от КАСЛЕО составляет от 10 до 460 км и гипоцентр находится на глубине от 5 до 210 км. Результаты анализа приведенных распределений, в том числе 2-х пиковой структуры распределения величины глубины гипоцентров землетрясений будут представлены в отдельной работе. В целом, события распределены относительно равномерно по месяцам года (в среднем, 3–5 событий в месяц). Исключением является сентябрь

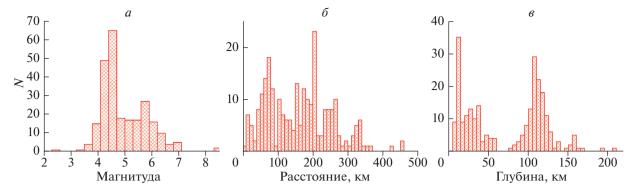


Рис. 1. Статистические распределения характеристик землетрясений, зарегистрированных в районе астрономического комплекса КАСЛЕО (CASLEO) в период с середины июня 2015 г. по начало марта 2020 г.: по величине магнитуды события (панель *a*), расстоянию от КАСЛЕО до эпицентра (*б*) и глубине залегания гипоцентра (*в*).

2015 г., в течение которого произошло 46 землетрясений.

Измерения заряженной и нейтральной компонентов КЛ в приземном слое атмосферы проводились с помощью наземного комплекса аппаратуры. Подробное описание перечисленных выше детекторов приведено в работах [3—8]. Приведем их основные характеристики.

Детектор заряженных частиц КОВЕР состоит из 240 газоразрядных цилиндрических счетчиков Гейгера СТС-6, расположенных в 2 слоя по 120 счетчиков, объединенных по логической схеме "ИЛИ". Слои разделены алюминиевым поглотителем толщиной 7 мм. Данные измерений формируются по трем детектирующим каналам. N_1 (верхний слой счетчиков) и N_2 (нижний слой счетчиков) – интегральный счет (за 0.5 с) заряженных частиц: электронов (позитронов) с энергией $E \ge 200$ кэВ, протонов с $E \ge 5$ МэВ, мюонов с $E \ge 1.5$ МэВ и гамма-квантов с $E \ge 20$ кэВ (эффективность регистрации гамма-квантов меньше 1%). Третий канал – "телескоп" (совпадения импульсов N1 и N2), регистрирует электроны и позитроны с энергией $E \ge 5$ МэВ, протоны с $E \ge 30$ МэВ и мюоны с $E \ge 15.5$ МэВ.

Нейтронный детектор состоит из 3-х идентичных модулей, в каждый из которых входят девять ³Не счетчиков СНМ-18, экранированных двумя слоями полиэтилена для понижения энергии быстрых нейтронов до тепловых значений.

Гамма-спектрометр состоит из 4-х детектирующих модулей, в состав которых входят кристалл NaI(Tl) и фотоумножитель R1307 Hamamatsu. АЦП спектрометра обеспечивает 128 уровней квантования сигнала в диапазоне энергии от $40 \, \text{к} \rightarrow \text{B}$ до $3 \, \text{M} \rightarrow \text{B}$.

На рис. 2 в качестве примера приведены результаты измерения заряженной и нейтральной компонентов КЛ и электрического поля в приземной атмосфере в период с 21 января 2017 г. (14:50 UT) по 22 января 2017 г. (14:50 UT). Верти-

кальная линия соответствует времени землетрясения магнитудой 4.7 балла, произошедшего 22 января 2017 г. в 02:50 UT на удалении 50 км от

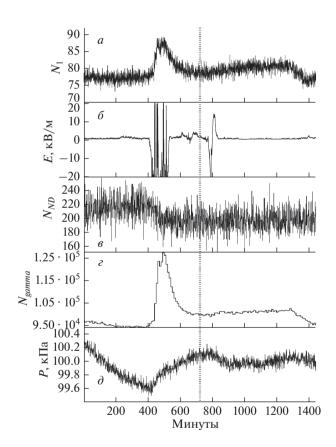


Рис. 2. Данные измерений в период 21 января 2017 г. (время отсчитывается с 14:50 UT) по 22 января 2017 г. (14:50 UT): — 30 секундный темп счета N_1 заряженной компоненты, зарегистрированный детектором КОВЕР (a); напряженность приземного электрического поля (30 с данные) (δ); темп счета в минуту нейтронного детектора (a); 10 мин данные гамма спектрометра (Ngamma) (a) и изменение атмосферного давления (1 мин данные) (a). Вертикальная линия соответствует времени регистрации землетрясения 22 января 2017 г. (02:50 UT).

КАСЛЕО. На основе приведенных данных можно отметить следующее: за 5-6 часов до события наблюдалась грозовая активность. Во время грозовой активности зарегистрированы сильные вариации электрического поля (более 20 кВ/м) в течение 1.5 ч, увеличение темпа счета (до ~14%) малоэнергичной вторичной компоненты $KJ(N_1)$, повышение счета гамма-спектрометра (N_{gamma}) в каналах 50 кэВ-2 МэВ. Уменьшение темпа счета детектора тепловых нейтронов (N_{ND}), начавшееся около 22:00 UT, связано с дождевыми осадками. Само землетрясение произошло на фоне увеличенного приземного электрического поля (до ~3 кВ/м) в течение одного часа. Также следует отметить, что спустя ~1 ч 20 мин после землетрясения, детектором EFM-100 зарегистрированы повторные вариации электрического поля амплитудой от -20 до 16 кВ/м в течение одного часа.

Таким образом, приведенные экспериментальные данные предполагают образование протяженной области, в которой наблюдаются вариации напряженности электрического поля на удалении ~50 км от эпицентра землетрясения. Модуль амплитуды этих вариаций превосходит 15 кВ/м. При этом, само землетрясение (в 02:50 UT) наблюдалось в условиях небольшого увеличения электрического поля (до 3 кВ/м). Далее был проведен совместный анализ небольшой произвольной выборки событий, состоящей из 20 землетрясений с магнитудой 3.8-6.4 балла, удаленных от КАСЛЕО на расстоянии 15-90 км. В 15% выбранных событий наблюдались длительные (от 1.5 до 2.5 ч) мощные вариации электрического поля с амплитудой более 20 кВ/м, которые произошли за 4-6 ч до землетрясения. Для исследования вариаций нейтральной и заряженной компонентов КЛ, а также электрического поля в приземной атмосфере в районе КАСЛЕО был использован метод наложенных эпох. Данный метод был применен к указанной выше выборке событий на временном интервале ± 12 ч от начала землетрясения. На основании результатов анализа данных установлено, что события наблюдаются в период увеличенного приземного поля (на протяжении 12 ч). При этом нередко сейсмическая активность наблюдается в период повышенной грозовой активности в атмосфере. Дополнительно, за 4.5 ч до события наблюдается длительная (в течение 2.5 ч) вариация малоэнергичной заряженной компоненты КЛ и гамма-излучения. Однако при этом отсутствует увеличение темпа счета нейтронной компоненты. В будущем, будет проведен анализ экспериментальных данных, полученных во время зарегистрированных землетрясений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Хаердинов Н.С., Лидванский А.С., Хаердинов М.Н. //* Изв. РАН. Сер. физ. 2019. № 5. С. 650; *Khaerdinov N.S., Lidvansky A.S., Khaerdinov M.N. //* Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 5. P. 591.
- Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б., Германенко А.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 5. С. 655; Balabin J.V., Gvozdevsky В.В., Germanenko A.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 5. P. 596.
- 3. *Махмутов В.С., Стожков Ю.И., Ролан Ж.П. и др. //* Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 2. С. 262; *Makhmutov V.S., Stozhkov Y.I., Raulin J.-P. et al. //* Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 2. P. 241.
- 4. Филиппов М.В., Махмутов В.С., Стожков Ю.И. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 5. С. 670; Philippov M.V., Makhmutov V.S., Stozhkov Y.I. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 5. P. 611.
- 5. Филиппов М.В., Стожков Ю.И., Махмутов В.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т.79. № 5. С. 753; *Philippov M.V., Stozhkov Y.I., Makhmutov V.S. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. No. 5. P. 696.
- Philippov M.V., Makhmutov V.S., Stozhkov Yu.I. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sect. A. 2020. V. 959. Art. No. 163567.
- 7. Филиппов М.В., Махмутов В.С., Стожков Ю.И. и др. // ПТЭ. 2020. Т. 63. № 3. С. 109; Philippov M.V., Makhmutov V.S., Stozhkov Yu.I. et al. // Instrum. Exp. Tech. 2020. V. 63. No. 3. P. 388.
- 8. Филиппов М.В., Махмутов В.С., Стожков Ю.И. и др. // ПТЭ 2020. Т. 63. № 5. С. 96; Philippov M.V., Makhmutov V.S., Stozhkov Yu.I. et al. // Instrum. Exp. Tech. 2020. V. 63. No. 5. P. 716.
- 9. https://boltek.com/downloads/efm-100.
- 10. https://earthquaketrack.com.

Variation of charged and neutral components of cosmic rays in the CASLEO seismic region

A. A. Orlov^{a, b, *}, V. S. Makhmutov^{a, b}, M. V. Philippov^a, Y. I. Stozhkov^{a, b}, J.-P. Raulin^c

^aLebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

^bMoscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Russia

^cMackenzie University, Center for Radio Astronomy and Astrophysics, Sao-Paulo, Brazil

*e-mail: orlov.aa@phystech.edu

Results of the analysis of data on ground-based measurements of charged and neutral cosmic ray component, surface electric field variation at CASLEO astronomical observatory (El Leoncito, Argentina) during 2015—2020 are presented. We concentrate on the experimental data obtained during seismic activity and earth-quakes, recorded at a distance of 5–500 km from CASLEO. Preliminary results on charged and neutral cosmic ray component, surface electric field response at CASLEO to seismic activity are presented.

УДК 551.509.33

ВАРИАЦИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ПЕРЕД МОЩНЫМИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯМИ

© 2021 г. В. В. Борог^{1, *}, С. Ф. Тимашев¹

¹Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования "Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ", Москва, Россия

*E-mail: vvborog@mephi.ru

Поступила в редакцию 21.06.2021 г. После доработки 05.07.2021 г. Принята к публикации 28.07.2021 г.

Обнаружено, что перед мощными землетрясениями (магнитуда $M \approx 8$) возникают вариации потока космических лучей в большинстве нейтронных мониторов мировой сети, расположенных на разных континентах. Надежные данные, получаемые с помощью методики фликкер-шумовой спектроскопии, проявляются за несколько суток до землетрясений и могут служить основой для создания предиктора первого уровня.

DOI: 10.31857/S0367676521110077

ВВЕДЕНИЕ

Классические методы геофизических измерений не позволяют получить заблаговременные предикторы даже мощных землетрясений. В настоящее время разрабатывается ряд косвенных методик, связанных с регистрацией изменений в смежных средах (литосфера-атмосфера-ионосфера) на последней стадии подготовки землетрясений [1, 2].

Во многих работах наблюдались изменения свойств нижней ионосферы в F-слое за счет роста концентрации слоя электронов, например [3]. Это связано с возрастанием температуры над областью формирования землетрясения. Размеры таких возмущений могли составлять несколько сотен км. Время упреждения в разных работах получается от часов до нескольких суток. В работе [4] получены изменения характеристик внутренних гравитационных волн (ВГВ) в нижней стратосфере за 4-5 сут до проявления землетрясений с магнитудами $M \approx 6$. Источником изменений длин волн являлись возрастания температуры над эпицентром формирования событий. В [5, 6] показано, что для ряда сейсмических районов в Азии возникали аномалии температуры за 1-5 сут в нижней стратосфере перед землетрясениями $(M \approx 5-6)$ для 15 событий с эффективностью 70%. Для M > 6.5 опережение составляло 1—8 сут для всех 10 землетрясений. Температурные аномалии наблюдались в переходном слое тропосферастратосфера на площади в несколько тысяч км². Вейвлет-анализ временных рядов указывал на генерацию волновых процессов. Все полученные температурные данные формировались фрагментарно и связаны с особенностью спутниковых наблюдений.

Таким образом, излучаемая в стратосферу тепловая энергия, на стадии подготовки высокоэнергичных землетрясений, как правило, вызывает генерацию в атмосфере ВГВ. Волны, по каналам проводимости, могут распространяться на тысячи км от источника [7, 8]. Процессы такого типа должны приводить к метеоэффектам в космических лучах (КЛ) и вызывать вариации потока вторичных частиц, достигающих уровня земли.

МЕТОДИКА

Мировая сеть наземных нейтронных мониторов (НМ) представляет собой распределенный детектор, работающий в непрерывном режиме и способный дистанционно реагировать на барометрические эффекты волновых процессов ВГВ, связанных с подготовкой землетрясений. Такая взаимосвязь должна возрастать с увеличением мощности процессов. Учитывая современные представления о блоковой структуре верхней литосферы [9] и фрактальном характере пространственного накопления энергии [10], можно ожидать, что генерация ВГВ на последних стадиях перед мощными землетрясениями ($M \approx 8$) произойдет в разных местах Земли. В связи с этим следует ожидать синхронный отклик многих НМ, расположенных далеко друг от друга.

Процесс формирования землетрясения представляет собой стохастическую систему открыто-

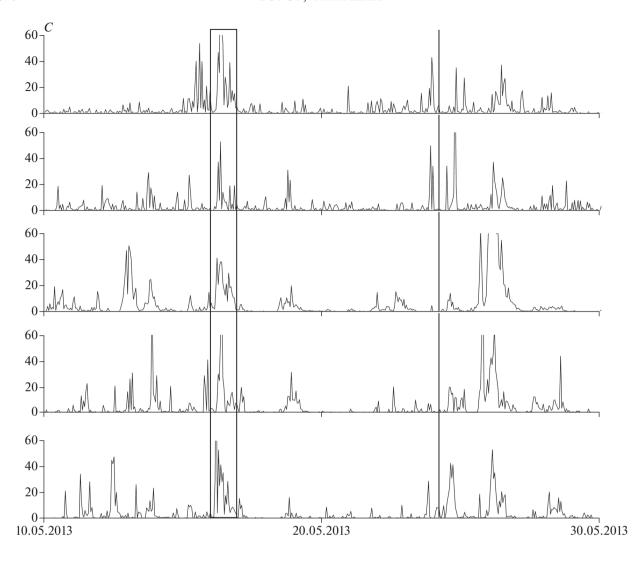


Рис. 1. Панели сверху вниз: рассчитанные значения 5-ти рядов фактора нестационарности *C(t)* для европейских НМ: *ATHN*, *CALM*, *JUNG1*, *KIEL*, *ROME* [12] в период 10–31 мая 2013 г. Значения *C* – усл. ед. Выделенная область 16 мая – синхронный предиктор. Вертикальная линия 24 мая – метка землетрясения.

го типа, к которой применима методика анализа, развитая в [11]. Величина ожидаемых эффектов невелика и для их идентификации на фоне случайных вариаций использован метод фликкер-шумовой спектроскопии. Для временного ряда N(t) отдельного НМ мировой сети [12] вычислялся ряд фактора нестационарности C(t) той же продолжительности [13, 14]. Такая процедура повторялась для всех НМ, выбранных для анализа. "Всплески" значений величин C(t) должны указывать на моменты распространения ВГВ над расположением отдельного НМ. Сами ВГВ могут быть незаметны на поверхности земли за счет затухания по толщине атмосферы. Методика позволяет идентифицировать, по фактору нестационарности C(t)временного ряда N(t), моменты наиболее мощной фрактальной перестройки литосферных напряжений.

Апробация проведена путем анализа вариаций КЛ для 10 катастрофических землетрясений с магнитудой $M \approx 8$, произошедших в последние десятилетия. Для уменьшения влияния фоновых гелиофизических эффектов на вариации КЛ выбирались события в периоды спокойного Солнца.

Для проверки методики проведена обработка 15 рядов N(t) сети HM в период времени с 01 по 31 мая 2013 г. В этот период (24 мая 2013 г.) произошло одно из сильных землетрясений (M=8.3, Охотское море). Для всех рядов N(t), с поправкой на давление, были вычислены значения C(t). На рис. 1 и 2 представлены результаты, объединенные по территориальному признаку: для европейских (ATHN, CALM, JUNGI, KIEL, ROME) и азиатских (AATB, DJON, IRKT, TXBY, YKNK) HM. Видно, что для большинства из десяти HM возникли "всплески" значений C(t) в течение 15—16 мая.

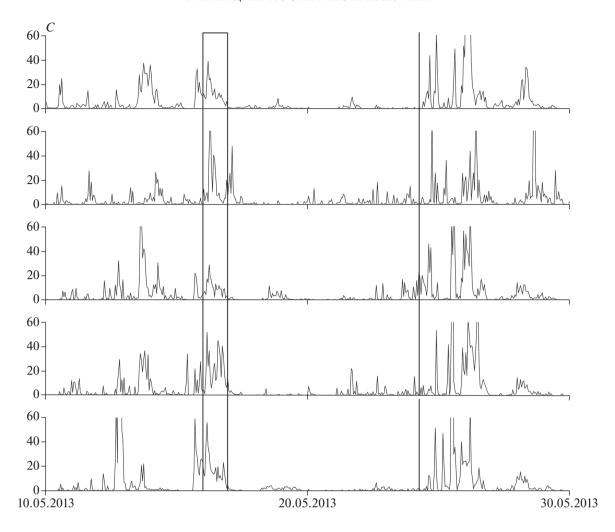


Рис. 2. Панели сверху вниз: рассчитанные значения 5-ти рядов фактора нестационарности C(t) для азиатских HM: AATB, DJON, IRKT, TXBY, YKNK [12] в период 10—31 мая 2013 г. Значения C — усл. ед. Выделенная область 16 мая — синхронный предиктор. Вертикальная линия 24 мая — метка землетрясения.

На этом же отрезке времени наблюдались "всплески" C(t) и для других пяти НМ (MXCO, APTY, FSMT, TIBT, OULU), расположенных на разных континентах. Обработка показала, что синхронные "всплески" для всех 15 НМ происходили 16 мая, которые опережали на 8 дней само землетрясение. Следует отметить, что геофизический фон (индексы K_p , D_{st}) оставался на низком уровне на всем интервале времени (5-25 мая), вплоть до начала землетрясения.

Таким же образом обработаны все 10 мощных событий ($M \approx 8$), представленных в табл. 1. В 50% случаев землетрясения произошли на фоне возмущенной солнечной активности ($K_p > 5$ и $D_{st} < -50$). Возникшие при этом "всплески" в рядах C(t) нельзя однозначно интерпретировать в качестве предикторов. Для остальных пяти событий предикторы получились в пределах 4—9 сут, что хорошо совпало с оценками других методов для менее мощных землетрясений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые использованы данные мировой сети наземных нейтронных мониторов, как единого распределенного детектора, чувствительного к мощным геофизическим процессам, происходящим в смежных средах литосфера-атмосфера. Методика фликкер-шумовой спектроскопии пригодна для извлечения информации, скрытой в статистических флуктуациях временных рядов на конечной фазе подготовки землетрясений. Фактор нестационарности временных рядов космических лучей является идентификатором скрытых сигналов, связанных с формированием мошных землетрясений с $M \approx 8$. Эта информация для разных событий проявляется как кратковременные предикторы с опережением 4-9 сут. Методика может быть эффективной для обнаружения скрытых возмущений во многих физических процессах разной природы. Работа выполнена на уникальнаучной установке "Экспериментальный

Таблица 1. Обработанные события с магнитудой $M \approx 8$

	Дата землетря- сения	<i>М,</i> магнитуда	<i>Н,</i> глубина км	Место землетрясения	Число НМ	Опережение, сутки	Помеха, (возмущение МПЗ)
1	22.05.1960	9.5	25	Чили	6	4	+/-
2	23.06.2001	8.4	33	Перу	10	9	+/-
3	28.03.2005	8.6	30	Индонезия	18*	6	+/-
4	13.01.2007	8.2	30	Курилы	20*	5	нет
5	27.02.2010	8.8	35	Чили	9	6	нет
6	11.04.2012	8.6	20	Суматра	20*	9	нет
7	24.05.2013	8.3	602	Охотск. море	15	8	нет
8	16.09.2015	8.3	22	Чили	20*	6	+/-
9	17.07.2017	7.7	10	Камчатка	8	4	+/-
10	16.02.2018	7.2	22	Мексика	14	4	нет

Примечание: знак +/- означает, что предиктор может быть обусловлен возмущением магнитного поля Земли (МПЗ). Помеха "нет" - идентификация предиктора без фонового возмущения МПЗ. Знак *- часть HM не учтена из-за пропуска данных на временном участке предиктора.

комплекс НЕВОД" при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Липеровский В.А., Похотелов О.А., Мейстер К.-В., Липеровская Е.В. // Геомагн. и аэроном. 2008. Т. 48. № 6. С. 831.
- 2. *Адушкин В.В., Спивак А.А., Кишкина С.Б. и др.* // Физ. Земли. 2006. № 7. С. 34.
- 3. *Korsunova L.P., Khegai V.V.* // Int. J. Geomagn. Aeron. 2006. V. 6. Art. No. GI3005.
- 4. *Адушкин В.В.*, *Нифадьев В.И.*, *Чен Б.Б. и др.* // ДАН. 2019. Т. 487. № 3. С. 299.
- Sverdlik L.G., Imashev S.A. // J. Sib. Fed. Univ. Eng. Technol. 2017. V. 10. No. 6. P. 783.
- Sverdlik L.G., Imashev S.A. // J. Sib. Fed. Univ. Eng. Technol. 2018. V. 11. No. 8. P. 956.

- 7. *Григорьев Г.И.* // Изв. вузов. Радиофиз. 1999. Т. 42. № 1. С. 3.
- 8. *Куницын В.Е., Крысанов Б.Ю., Воронцова А.М.* // Вест. МГУ. Сер. 3. Физ. Астроном. 2015. № 6. С. 112.
- Sherman S.I. // Geodynam. Tectonophys. 2012. V. 3. No. 4. P. 315.
- 10. Садовский М.А., Писаренко В.Ф. Сейсмический процесс в блоковой среде. М.: Наука, 1991. 96 с.
- 11. *Тимашев С.Ф.* Метод фликкер-шумовой спектроскопии. Информация в хаотических сигналах. М.: Физматлит, 2007. 245 с.
- 12. http://www01.nmdb.eu.
- 13. Borog V.V., Ivanov I.O., Kryanev A.V., Timashev S.F. // Phys. Proc. 2015. V. 74. P. 336.
- Borog V.V., Dmitrieva A.N., Kovylyaeva A.A. // J. Phys. Conf. Ser. 2017. V. 798. Art. No. 012050.

Variations of cosmic rays before powerful earthquakes

V. V. Borog^{a, *}, S. F. Timashev^a

^aNational Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia *e-mail: vvborog@mephi.ru

It has been found that in the period of time before powerful earthquakes (magnitude $M \approx 8$) there are variations of cosmic rays in most neutron monitors of the world network, located on different continents. Reliable information, discovered with the help of flicker-noise spectroscopy, is manifested a few days before earthquakes and can serve as a basis for the creation of the precursor of the first level.