

ISSN 0021–3411

ИЗВЕСТИЯ ВУЗОВ

ФИЗИКА

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И ТЕОРИЯ ПОЛЯ

ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ДИЭЛЕКТРИКОВ

ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

ТЕПЛОФИЗИКА И ГИДРОДИНАМИКА

ФИЗИКА МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

10·2024

**ИЗДАНИЕ
ТОМСКОГО ГОСУНИВЕРСИТЕТА**

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

ISSN 0021-3411

ИЗВЕСТИЯ ВУЗОВ ФИЗИКА

IZVESTIYA VUZOV. FIZIKA

Том 67

Октябрь, 2024

№ 10 (803)

ЕЖЕМЕСЯЧНЫЙ НАУЧНЫЙ ЖУРНАЛ

Основан в 1957 г.

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И ТЕОРИЯ ПОЛЯ

ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ДИЭЛЕКТРИКОВ

ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

ТЕПЛОФИЗИКА И ГИДРОДИНАМИКА

ФИЗИКА МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

Свидетельство о регистрации
ПИ № ФС77-84127 от 28 ноября 2022 г.
выдано Федеральной службой по надзору
в сфере связи, информационных технологий
и массовых коммуникаций

12+

Журнал входит в перечень рецензируемых научных журналов,
включенных в список ВАК, для публикации основных результатов
кандидатских и докторских диссертаций

Учредитель:

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Национальный исследовательский
Томский государственный университет»

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Шеремет М.А., проф. (гл. редактор), Томск, Россия
Багров В.Г., проф. (зам. гл. редактора), Томск,
Россия
Козырев А.В., проф. (зам. гл. редактора), Томск,
Россия
Пермякова Л.В. (отв. секретарь), Томск, Россия
Алексеев С.В., акад. РАН, Новосибирск, Россия
Асеев А.Л., акад. РАН, Новосибирск, Россия
Борисов А.В., проф., Москва, Россия
Вараксин А.Ю., чл.-корр. РАН, Москва, Россия
Ворожцов А.Б., проф., Томск, Россия
Войцеховский А.В., проф., Томск, Россия
Гитман Д.М., проф., São Paulo, Бразилия
Демин В.А., проф., Пермь, Россия
Джафаров Р.Г., д.ф.-м.н., Баку, Азербайджан
Дитенберг И.А., д.ф.-м.н., Томск, Россия
Ивонин И.В., д.ф.-м.н., Томск, Россия
Казинский П.О., д.ф.-м.н., Томск, Россия
Кистенев Ю.В., проф., Томск, Россия
Ковалевская Т.А., проф., Томск, Россия
Колобов Ю.Р., проф., Белгород, Россия
Коротаев А.Д., проф., Томск, Россия
Майер Г.В., проф., Томск, Россия
Манка Оронцо, проф., Неаполь, Италия
Месяц Г.А., акад. РАН, Москва, Россия
Неклюдов И.М., акад. НАН Украины, Харьков
Озтоп Хакан, проф., Элязыг, Турция
Ратахин Н.А., акад. РАН, Томск, Россия
Сагхир Зиад, проф., Торонто, Канада
Саранин А.А., чл.-корр. РАН, Владивосток, Россия
Суржиков А.П., проф., Томск, Россия
Суханов Д.Я., д.ф.-м.н., Томск, Россия
Тао Вен-Куан, академик Китайской академии
наук, Сиань, Китай
Углов В.В., проф., Минск, Республика Беларусь
Ушаков В.Я., проф., Томск, Россия
Чайковская О.Н., д.ф.-м.н., Томск, Россия
Черепанов В.Н., д.ф.-м.н., Томск, Россия
Чумляков Ю.И., проф., Томск, Россия
Шаповалов А.В., проф., Томск, Россия
Шипилов С.Э., д.ф.-м.н., Томск, Россия

EDITORIAL BOARD

Sheremet M.A. (Editor-in-Chief), Professor, Tomsk, Russia
Bagrov V.G. (Deputy Editor-in-Chief), Professor, Tomsk,
Russia
Kozyrev A.V. (Deputy Editor-in-Chief), Professor,
Tomsk, Russia
Permyakova L.V. (Executive Editor), Tomsk, Russia
Alekseenko S.V., Academician RAS, Novosibirsk, Russia
Aseev A.L., Academician RAS, Novosibirsk, Russia
Borisov A.V., Professor, Moscow, Russia
Varaksin A.Y., Corr. Member RAS, Moscow, Russia
Vorozhtsov A.B., Professor, Tomsk, Russia
Voitsekhovskii A.V., Professor, Tomsk, Russia
Gitman D.M., Professor, São Paulo, Brazil
Demin V.A., Professor, Perm, Russia
Jafarov R.G., Professor, Baku, Republic of Azerbaijan
Ditenberg I.A., Professor, Tomsk, Russia
Ivonin I.V., Professor, Tomsk, Russia
Kazinski P.O., Professor, Tomsk, Russia
Kistenev Y.V., Professor, Tomsk, Russia
Kovalevskaya T.A., Professor, Tomsk, Russia
Kolobov Y.R., Professor, Belgorod, Russia
Korotaev A.D., Professor, Tomsk, Russia
Mayer G.V., Professor, Tomsk, Russia
Manca Oronzio, Professor, Naples, Italia
Mesyats G.A., Academician RAS, Moscow, Russia
Neklyudov I.M., Academician UAS, Kharkov, Ukraine
Oztop Hakan, Professor, Elazığ, Turkey
Ratakhin N.A., Academician RAS, Tomsk, Russia
Saghir Ziad, Professor, Toronto, Canada
Saranin A.A., Corr. Member RAS, Vladivostok, Russia
Surzhikov A.P., Professor, Tomsk, Russia
Sukhanov D.Y., Professor, Tomsk, Russia
Tao Wen-Quan, Academician of the Chinese Academy
of Sciences, Xi'an, China
Uglov V.V., Professor, Minsk, Republic of Belarus
Ushakov V.Ya., Professor, Tomsk, Russia
Tchaikovskaya O.N., Professor, Tomsk, Russia
Cherepanov V.N., Professor, Tomsk, Russia
Chumlyakov Y.I., Professor, Tomsk, Russia
Shapovalov A.V., Professor, Tomsk, Russia
Shipilov S.E., Professor, Tomsk, Russia

Журнал «Известия вузов. Физика» выходит 12 раз в год и распространяется по подписке. Подписной индекс 70380 в объединенном каталоге «Пресса России». Полные тексты статей доступны на сайте Научной электронной библиотеки: <https://elibrary.ru/contents.asp?titleid=7725>. Публикация статей в журнале – бесплатная.

КОНТАКТНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Адрес: 634050, РФ, г. Томск, пр. Ленина, д. 36

Телефон: +7(3822) 53-33-35, 78-37-02

Сайт: <http://journals.tsu.ru/physics/>

E-mail: physics@mail.tsu.ru

СОДЕРЖАНИЕ

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

- Исаев А.А., Вовченко Е.Д., Козловский К.И., Шиканов А.Е. Моделирование нейтронного генератора на основе лазерно-плазменного диода с магнитной изоляцией5
- Виноградов Н.П., Тарасенко В.Ф., Бакшт Е.Х. Влияние частоты следования импульсов на формирование плазменных диффузных струй при давлении воздуха 1 Торр17

ТЕПЛОФИЗИКА И ГИДРОДИНАМИКА

- Лепаев А.Н., Ксенофонтов С.И., Васильева О.В., Алимов К.К. Экспериментальные исследования вязких течений при движении горящих металлических частиц в продуктах сгорания конденсированных систем23

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И ТЕОРИЯ ПОЛЯ

- Кречет В.Г., Ошурко В.Б., Киссер А.Э. Эффекты динамики спиновых частиц в однородном стационарном пространстве-времени с вращением и о возможной адекватности вращающейся электромеханической модели электрона32

ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

- Сизова О.В., Колубаев А.В. Формирование структуры сплава при сварке трением с перемешиванием40
- Журавлев Ю.Н. Структурные, упругие, пьезоэлектрические и оптические свойства $Pb_2(BO_3)X$ ($X: Cl, Br, I, NO_3$) из первых принципов47
- Левин Ю.К. Механизм стабильности нанопузырей в воде58
- Кошоридзе С.И. Влияние заряда на стабильность поверхностных нанопузырьков62
- Черепанов Д.Н. Моделирование консервативного движения порогов на винтовых дислокационных сегментах67
- Киреева И.В., Чумляков Ю.И., Сараева А.А., Выродова А.В., Победенная З.В., Куксгаузен Д.А. Эффект памяти формы при ГЦК \leftrightarrow ГПУ-мартенситном превращении в монокристаллах $Cr_{20}Fe_{20}Mn_{20}Co_{35}Ni_5$ высокоэнтропийного сплава с оксидными частицами79
- Кривин Н.Н., Понамарев Д.Е., Шипуля М.А. Резонансное поглощение электромагнитного излучения упорядоченным массивом проводящих элементов со спиральной симметрией88

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

- Лукин И.П. Распределение когерентности в поперечном сечении частично когерентного безвихревого бessel-гауссова пучка92

ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ДИЭЛЕКТРИКОВ

- Басалаев Ю.М., Басалаева О.Г. Динамика решетки и упругие свойства пниктидов $BePbX_2$ ($X = N, P, As, Sb$)102

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

- Михайлов М.М., Юрьев С.А., Лапин А.Н., Федосов Д.С., Горончко В.А., Артищев С.А., Труфанова Н.С. Изменение оптических свойств при облучении квантами солнечного спектра пасты ПДЗП-ГП107

CONTENTS

PLASMA PHYSICS

- Isaev A.A., Vovchenko E.D., Kozlovskij K.I., Shikanov A.E.** Simulation of a neutron generator based on a laser-plasma diode with magnetic isolation 5
- Vinogradov N.P., Tarasenko V.F., Baksht E.Kh.** Influence of pulse repetition rate on the formation of plasma diffuse jets at air pressure of 1 Torr 17

THERMAL PHYSICS AND HYDRODYNAMICS

- Lepaev A.N., Ksenofontov S.I., Vasilyeva O.V., Alimov K.K.** Experimental research of viscous flows for burning metal particles moving in combustion products of condensed systems 23

ELEMENTARY PARTICLE PHYSICS AND FIELD THEORY

- Krechet V.G., Oshurko V.B., Kissner A.E.** Features of spinor particle dynamics in a homogeneous stationary space-time with rotation and a possible adequate rotating electromechanical model of electron 32

CONDENSED-STATE PHYSICS

- Sizova O.V., Kolubaev A.V.** Alloy structure formation during friction stir welding 40
- Zhuravlev Yu.N.** Structural, elastic, piezoelectric, and optical properties of $Pb_2(BO_3)X$ ($X: Cl, Br, I, NO_3$) from first principles 47
- Levin Yu.K.** The mechanism of stability of nanobubbles in water 58
- Koshoridze S.I.** The effect of charge on the stability of surface nanobubbles 62
- Cherepanov D.N.** Modeling of conservative motion of thresholds on screw dislocation segments 67
- Kireeva I.V., Chumlyakov Y.I., Saraeva A.A., Vyrodova A.V., Pobedennaya Z.V., Kuksgauzen D.A.** Shape memory effect in FCC \leftrightarrow HCP martensitic transformation of the $Cr_{20}Fe_{20}Mn_{20}Co_{35}Ni_5$ high-entropy alloy single crystals with oxide particles 79
- Krivin N.N., Ponamarev D.E., Shipulya M.A.** Resonant absorption of electromagnetic radiation by an ordered array of conducting elements with helical symmetry 88

OPTICS AND SPECTROSCOPY

- Lukin I.P.** Coherence distribution in the cross-section of a partially coherent vortex-free Bessel-Gaussian beam 92

PHYSICS OF SEMICONDUCTORS AND DIELECTRICS

- Basalaev Yu.M., Basalaeva O.G.** Dynamics of the lattice and elastic properties of pnictides $BePbX_2$ ($X = N, P, As, Sb$) 102

BRIEF COMMUNICATIONS

- Mikhailov M.M., Yuryev S.A., Lapin A.N., Fedosov D.S., Goronchko V.A., Artishchev S.A., Trufanova N.S.** Changes in optical properties after irradiation of PDPP-FS paste with solar spectrum quanta 107

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

УДК 533.9.082.7

DOI: 10.17223/00213411/67/10/1

**Моделирование нейтронного генератора
на основе лазерно-плазменного диода с магнитной изоляцией**А.А. Исаев¹, Е.Д. Вовченко², К.И. Козловский², А.Е. Шиканов²¹ *Российский технологический университет «МИРЭА», г. Москва, Россия*² *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва, Россия*

Представлены результаты моделирования диодного ускорителя для генерации нейтронов с лазерным источником дейтронов и системой подавления электронной проводимости магнитными полями. Рассмотрены варианты формирования изолирующего магнитного поля кольцевыми постоянными магнитами и спиральной электродинамической линией. Показана возможность реализации на основе такого ускорителя эффективного импульсного генератора нейтронов. Результаты проведенных компьютерного и физического экспериментов позволяют ожидать достижения рекордных значений энергетической цены нейтрона с использованием ядерной реакции $T(d,n)^4He$.

Ключевые слова: ускорительная трубка, нейтронный выход, нейтронное поле, дейтериевая мишень, импульсный нейтронный генератор, магнитная изоляция, дейтрон, генератор нейтронов.

Введение

Для решения ряда практических задач, выдвигаемых ядерной медициной, техникой ядерных реакторов и дистанционного ядерного контроля, требуются портативные генераторы нейтронов с повышенными выходными параметрами. Теоретический расчет [1] указывает на перспективу применения импульсного нейтронного генератора на базе ионного диода с лазерно-плазменным источником дейтронов при решении указанных задач. В такой диодной системе анодом является поверхность лазерной плазмы, а катодом – мишень, где образуются нейтроны в результате ядерной реакции $T(d,n)^4He$. При фокусировке лазерного импульса с энергией $W = 0.05–1.5$ Дж с длительностью $\tau_L \sim 1–10$ нс на твердую мишень, содержащую дейтерий, число дейтронов, извлекаемых из плазменного анода, лежит в диапазоне $N_d = 10^{14}–10^{16}$. Ниже будет показано, что при этом полное число нейтронов, излучаемых за один импульс срабатывания диода тритиевой мишенью, может достигать значения $N \sim 10^{11}$.

Первые эксперименты с реальными действующими приборами показали сильное отрицательное влияние на ускорение дейтронов наличия в рабочем объеме диода потока электронов, возникающих в области катода. Для подавления такой паразитической электронной проводимости ускоряющего зазора было предложено использовать магнитные поля с вектором индукции параллельной поверхности катода.

Результаты экспериментальных и теоретических исследований, проведенных в Национальном исследовательском ядерном университете «МИФИ», представленные в публикациях [2], показали перспективность дальнейших работ по созданию эксплуатационных вариантов ионных диодов с такой «магнитной изоляцией» (ДМИ) для генерации мощных нейтронных потоков в импульсно-периодическом режиме.

Оценка числа дейтронов, ускоряемых в ДМИ

Дейтроны, ускоряемые в ДМИ, извлекаются с поверхности лазерно-плазменного анода. На модельном уровне [2] его можно представить в виде сферы переменного во времени радиуса $R(t)$, центр которого перемещается со скоростью расширения этой сферы. Следуя работам [3, 4], будем полагать, что конкурирующие процессы рекомбинации и ионизации перестают влиять на ионизационное состояние плазмы, когда размер плазменного облака начинает примерно в 10 раз превышать радиус пятна фокусировки лазерного излучения a . При этом относительная концентрация ионов в плазме спадает до некоторого асимптотического значения $k \leq 0.1$ – коэффициента «закалки» ионизационного состояния.

Влияние частоты следования импульсов на формирование плазменных диффузных струй при давлении воздуха 1 Торр*

Н.П. Виноградов¹, В.Ф. Тарасенко¹, Е.Х. Бакшт¹

¹Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

Исследовано влияние частоты следования импульсов напряжения на формирование плазменных диффузных струй (ПДС), инициируемых емкостным разрядом при давлении воздуха 1 Торр. ПДС фотографировались при разных частотах и полярностях импульсов напряжения генератора, также регистрировались спектры излучения в УФ-, видимой и ИК-областях спектра. Показано, что снижение частоты импульсов напряжения при отрицательной полярности увеличивает отношение спектральной плотности энергии излучения первой положительной системы азота ко второй, что способствует увеличению интенсивности излучения в красной области спектра. Установлено, что снижение частоты следования импульсов напряжения способствует формированию двух пиков на фронте импульса тока. Проведенные исследования подтверждают, что ПДС можно относить к аналогам столбчатых красных спрайтов и моделировать их свойства.

Ключевые слова: плазменные диффузные струи, импульсный разряд, воздух низкого давления, моделирование столбчатого спрайта.

Введение

В течение последних трех десятилетий значительное внимание исследователей и профессиональных фотографов [1–4] привлекают атмосферные разряды, наблюдаемые на высотах более 20 км над уровнем моря. Особое внимание уделяется красным спрайтам, которые наблюдаются на высотах от 40 до 100 км и имеют разнообразные формы [5–8]. Одной из разновидностей этих явлений являются «столбчатые» спрайты [8, 9], которые имеют цилиндрическую форму, красный цвет и распространяются от области формирования к поверхности Земли. Столбчатые спрайты возникают на высоте от 60 до 80 км и обычно наблюдаются над грозовыми облаками. К настоящему времени накоплена различная информация о красных спрайтах и их разновидностях [9–11], однако некоторые аспекты их физической природы остаются недостаточно изученными. Исследования красных спрайтов в естественных условиях требуют больших материальных затрат и сложной аппаратуры, поэтому предпринимаются попытки изучения их аналогов в лабораторных условиях.

Ранее нами было показано, что для формирования аналогов красных спрайтов можно использовать емкостный разряд, который инициирует плазменные диффузные струи (ПДС) длиной до 100 см [12–15]. Для формирования ПДС использовался импульсно-периодический режим разряда с частотой следования импульсов напряжения 21 кГц. В данном режиме были подробно измерены скорости распространения фронта ПДС, определены электронная температура и приведенная напряженность электрического поля на различных расстояниях от электродов, получены интегральные фотографии, спектры излучения из разных областей разряда и многие другие характеристики, в том числе осциллограммы тока и напряжения. Однако процесс зажигания емкостного разряда и дальнейшего распространения ПДС при более низких частотах повторения импульсов напряжения исследован не был.

Цель работы – определение влияния уменьшения частоты следования импульсов напряжения от 21 кГц до 1 Гц на формирование ПДС, инициируемых емкостным разрядом в кварцевой трубке с внутренним диаметром 5 см. Для этого ПДС фотографировались при разных частотах, а также регистрировались осциллограммы тока и напряжения. Кроме того, записывались спектры излучения в ультрафиолетовой (УФ), видимой и инфракрасной областях.

Экспериментальная установка и методики измерений

Для проведения исследований использовалась установка, описанная в [12–15], которая состояла из разрядной камеры и высоковольтного генератора (рис. 1). Разрядная камера, в которой зажигался емкостной разряд, представляла собой трубку из кварца марки GE 214, пропускающую

* Данное исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда за счет гранта № 24-29-00166.

ТЕПЛОФИЗИКА И ГИДРОДИНАМИКА

УДК 536.46

DOI: 10.17223/00213411/67/10/3

**Экспериментальные исследования вязких течений
при движении горящих металлических частиц
в продуктах сгорания конденсированных систем**А.Н. Лепавев¹, С.И. Ксенофонов², О.В. Васильева³, К.К. Алимов³¹ Чебоксарский институт (филиал) Московского политехнического университета, г. Чебоксары, Россия² Чувашский государственный педагогический университет им. И.Я. Яковлева, г. Чебоксары, Россия³ Чувашский государственный университет им. И.Н. Ульянова, г. Чебоксары, Россия

Изучена структура пламени горячей металлической частицы, движущейся в продуктах сгорания конденсированных систем, оптическими и контактными методами. Впервые показано, что гидродинамическое взаимодействие горячей частицы металла с продуктами горения происходит по внешней границе сферического пламени. Пограничный слой, определяющий вязкие свойства среды, представляет собой двухфазный поток с уменьшающейся концентрацией дисперсных частиц вдоль радиуса. Экспериментально определен коэффициент вязкости течений, омывающих горящую частицу, соизмеримый с коэффициентом вязкости жидкой среды.

Ключевые слова: горящие частицы, распределение яркости, скорость движения, вязкое течение, пограничный слой.

Введение

Горению частиц легких металлов в активных средах посвящены работы Похила П.Ф. [1], Мальцева В.М. [2], Ягодникова Д.А. [3]. В качестве активных сред использовались кислород и кислородсодержащие вещества, хлор, углекислый газ и пары воды. Металлическими горючими являлись порошки алюминия, магния и их сплавов. Обращалось внимание на дисперсный состав порошков, температуры воспламенения и горения. На процесс воспламенения частиц металла сильно действует слой оксида металла. Например, частица алюминия покрыта прочным слоем оксида алюминия и воспламенение частицы происходит только после расплавления слоя оксида [4]. Оксидный слой на частице магния при температурах пламени разрушается и она легко воспламеняется [5, 6].

Время горения частиц металла зависит от диаметра частицы, и справедлив закон

$$\tau_r = Ad_p^n. \quad (1)$$

Здесь n – показатель степени, зависящий от природы металла и режима горения. В понятие времени горения, заложенного в закон (1), должны входить время воспламенения, самого горения, догорания и послесвечения. Основным требованием при горении форсовых пиротехнических огней является увеличение времени свечения горячей частицы. В камере сгорания ракетных двигателей частица должна успеть сгореть в пределах самой камеры.

Частицы сплава алюминия с магнием горят особо – сначала выгорает магний, затем – алюминий. При определенной концентрации магния в сплаве возможно даже потухание частицы после выгорания магния, а алюминий даже не воспламеняется [2].

Различают горение частиц металла с поверхности и в парофазном режиме [2, 7]. При парофазном режиме горения пары металла диффундируют через расплавленный слой оксида, а пламя образуется на некотором расстоянии от поверхности частицы. В сферическом пламени образуются субмикронные частицы оксидов металла, которые могут рассеиваться в пространстве и оседать на поверхности горячей материнской частицы. Концентрация дочерних частиц оксида металла может достигать больших величин, $\sim 10^9 \text{ см}^{-3}$. В этом случае контуры материнской частицы сквозь плотный слой облака дочерних частиц не просматриваются. Если первоначальный слой оксида металла имеет значительную толщину, то пары металла могут прорваться в определенном месте, образовав каверну. Траектория горячей частицы при этом имеет винтообразную форму.

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И ТЕОРИЯ ПОЛЯ

УДК 530.12

DOI: 10.17223/00213411/67/10/4

Эффекты динамики спинорных частиц в однородном стационарном пространстве-времени с вращением и о возможной адекватности вращающейся электромеханической модели электронаВ.Г. Кречет¹, В.Б. Ошурко^{1,2}, А.Э. Киссер^{1,3}¹ *Московский государственный технологический университет «СТАНКИН», г. Москва, Россия*² *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия*³ *Российский государственный университет нефти и газа (НИУ) им. И.М. Губкина, г. Москва, Россия*

Рассматривается динамика материальных частиц с собственным моментом импульса – спином, описываемых общековариантным уравнением Дирака, в однородном стационарном вращающемся пространстве-времени. Показано, что в таком пространстве-времени наличествует однородное стационарное вихревое гравитационное поле, а угловая скорость вращения вихревого гравитационного поля однозначно связана с величиной массы частицы. С использованием этого результата построена вращающаяся электромеханическая модель электрона, которая представлена в данной работе.

Ключевые слова: вихревое гравитационное поле, спин, электромеханическая модель электрона.

Введение. Геометрические свойства однородного стационарного вращающегося пространства-времени

Рассматривается динамика частиц с собственным моментом импульса (спином), описываемых общековариантным уравнением Дирака, в однородном стационарном пространстве-времени с вращением, обусловленным вращением конгруэнций времениподобных мировых линий.

Одной из простейших метрик, соответствующих такому однородному пространству-времени, является следующая 2-параметрическая метрика [1, 2] в сигнатуре (+ + + –):

$$ds^2 = dx^2 + ke^{2\lambda x} dy^2 + dz^2 + 2e^{\lambda x} dt dy - dt^2; \quad k, \lambda = \text{const}. \quad (1)$$

Здесь время t имеет размерность длины (см) и связано с мировым временем t_m (с) соотношением $t = ct_m$, а параметр λ определяет угловую скорость вращения ω конгруэнций времениподобных линий данного пространства, коэффициент k – есть параметр причинности ($k > -1$): когда $k < 0$, то через каждую точку пространства-времени проходит хотя бы одна замкнутая времениподобная геодезическая, т.е. отсутствует причинная структура в пространстве-времени (1), а когда $k > 0$, то замкнутые времениподобные кривые отсутствуют и причинность восстанавливается.

Такая ситуация представлена на рис. 1 на примере поведения времениподобных геодезических при различных значениях k , полученных как результат компьютерного моделирования. При $k < 0$ полученные линии замкнуты во времени.

Метрика (1) является ближайшим обобщением однопараметрической метрики Геделя [3] для однородной стационарной вращающейся космологической модели, в которой $k = -1/2$, а параметр λ тот же, что и в метрике (1).

Метрике Геделя, ее модификациям и получению решений различных волновых уравнений в пространстве-времени типа Геделя посвящено немало работ, например [4–16]. К настоящему моменту построены нестационарные космологические модели с метрикой типа Геделя [17–19].

Как сказано выше, времениподобные геодезические при $k > 0$ не являются замкнутыми, в то время как при $k < 0$ такие геодезические являются замкнутыми, это приводит к различным парадоксам [4, 5, 14].

В однородном пространстве-времени (1) наличествует однородное вихревое гравитационное поле, определяемое в общем случае как четырехмерный ротор поля касательных тетрадных реперов с тетрадными коэффициентами $e_{(a)}^k(x^i)$ [1]:

ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

УДК 621.791.14

DOI: 10.17223/00213411/67/10/5

Формирование структуры сплава при сварке трением с перемешиванием*О.В. Сизова¹, А.В. Колубаев¹¹ *Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, г. Томск, Россия*

Исследованы структура и физико-механические свойства сварного соединения алюминиево-магниевого сплава, выполненного способом сварки трением с перемешиванием. Показана специфика пластического течения свариваемого материала, в результате которого формируется градиентная структура с ультрадисперсным зерном в центре сварного шва.

Ключевые слова: *сварка трением с перемешиванием, алюминиевый сплав, структура, твердофазное соединение.*

Введение

Сварка трением с перемешиванием (СТП) является разновидностью сварки давлением и осуществляется в результате большой пластической деформации при температурах, не превышающих температуру плавления материала. Схема процесса основана на трении вращающегося инструмента цилиндрической формы по стыку двух пластин металлического материала, при этом трение приводит к пластическому течению металла вокруг поверхности вращающегося инструмента. Процесс сварки сопровождается сложными физическими явлениями, происходящими в свариваемом материале, такими как высокая скорость пластического течения слоев материала, интенсивность тепловыделения в зоне воздействия инструмента на свариваемый металл. Давление инструмента при сварке превышает сопротивление деформации в определенном слое материала, в результате чего в нем интенсивно происходят процессы пластического деформирования и перемещения его по сложной траектории движущегося инструмента. Таким образом последовательно образуется неразъемное твердофазное соединение. Все эти процессы обуславливают формирование микроструктуры сварного шва, от которой зависят его прочностные свойства.

Специфика пластического течения материала оказывает особое влияние на структуру сварного соединения, не имеющую аналогов с другими способами сварки. В результате деформирования при трении в центре сварного шва формируется микроструктура, состоящая из ультрадисперсных зерен, образование которых, по всей вероятности, является результатом динамической рекристаллизации [1–3]. Способ сварки трением с перемешиванием широко используется во многих стратегически важных областях машиностроения из-за ряда преимуществ технологического процесса. Наиболее успешное применение этого способа к настоящему времени нашла сварка термически не упрочняемых алюминиево-магневых сплавов с содержанием магния до 5–7%. При обычном технологическом процессе сварки этих сплавов наличие плотной оксидной пленки на поверхности и низкого модуля упругости часто приводит к появлению трещин и других дефектов сварки.

Применение способа сварки трением с перемешиванием для этих сплавов показало, что при внешней простоте схемы технологического процесса только правильный выбор условий сварки способен обеспечить формирование благоприятной структуры сварного шва, определяющей в итоге высокие физико-механические свойства сварного соединения [4, 5]. Для успешного решения этой задачи требуется пристальное изучение закономерностей пластического течения свариваемого материала, поскольку с ним связана возможность получения качественного сварного шва. В связи с этим особенный интерес представляют работы, в которых, наряду с результатами испытаний физико-механических свойств образцов сваренных материалов, приводятся и результаты изучения структурных изменений материала в ядре шва и зоне термического влияния, а также возникающих при этом дефектах, обусловленных несовместностью деформаций пластифициро-

* Работа выполнена в рамках государственного задания ИФПМ СО РАН, тема номер FWRW 2021-0006.

Структурные, упругие, пьезоэлектрические и оптические свойства $\text{Pb}_2(\text{BO}_3)\text{X}$ (X: Cl, Br, I, NO_3) из первых принципов

Ю.Н. Журавлев¹

¹ Кемеровский государственный университет, г. Кемерово, Россия

Методами теории функционала плотности программного кода CRYSTAL в базе локализованных орбиталей с обменно-корреляционным функционалом PBE и гибридным PBE0 выполнены первопринципные расчеты структуры, электронных, упругих, пьезоэлектрических и оптических свойств $\text{Pb}_2(\text{BO}_3)\text{X}$ (X: Cl, Br, I, NO_3). Показано, что упругая анизотропия, поляризационная зависимость спектров ИК-поглощения и комбинационного рассеяния света отражают слоистое строение кристаллов, а высокие пьезоэлектрические свойства и коэффициенты генерации второй гармоники прогнозируют их использование в хранении энергии и нелинейной оптике.

Ключевые слова: галогениды боратов свинца, нитрат бората свинца, теория функционала плотности, упругость, пьезоэлектричество, ИК-поглощение, комбинационное рассеяние, нелинейно-оптические свойства.

Введение

Нелинейно-оптические (NLO) материалы, способные генерировать когерентное излучение от ультрафиолетового (UV) до инфракрасного посредством твердотельных лазеров, представляют большой академический и технологический интерес для использования в медицине, литографии, фотохимии, спектроскопии [1]. Перспективные материалы NLO должны удовлетворять требованиям [2, 3] кристаллографической ацентричности, широкого диапазона прозрачности, относительно больших коэффициентов g_{ij} генерации гармоник второго порядка (SHG), умеренного двулучепреломления Δn , химической стабильности, роста крупных монокристаллов высокого качества, хороших механических свойств. Ориентируясь на вышеуказанные условия, было обнаружено множество NLO-материалов с хорошими характеристиками, но технологии требуют поиска новых доступных кристаллов с улучшенными характеристиками.

Для создания новых NLO-материалов используются в качестве строительных блоков анионы $[\text{BO}_3]^{3-}$ [4], $[\text{CO}_3]^{2-}$ [3], $[\text{NO}_3]^{1-}$ [5], так как хорошо известно, что увеличение плотности плоских π -сопряженных групп и их выравнивание в структурах может улучшить их характеристики. С другой стороны, ведется активный поиск материалов с различными катионами [6]. Выбор катионов влияет на ширину запрещенной зоны E_g , которая должна быть больше 6.2 эВ, чтобы обеспечить прозрачность в дальнем ультрафиолете (FUV). При этом E_g , как правило, обратно пропорциональна влиянию Δn и g_{ij} . Сочетание комбинации анионов и катионов и баланс между критическими показателями (E_g , g_{ij} , Δn) является ключевым фактором при проектировании NLO-материалов [7].

Комбинации плоских треугольников $[\text{BO}_3]^{3-}$ с другими анионами дают начало множеству разнообразных боратных структур, которые можно разделить на группы: бораты металлов без дополнительных анионов; бораты металлов, содержащие галогениды; гидратированные бораты металлов; бораты металлов со смешанными анионами. Эти соединения обладают рядом интересных особенностей благодаря тому, что большая разница в электроотрицательности атомов бора и кислорода способствует прохождению коротковолнового света, в то время как сопряженные π -орбитали и сильно анизотропное распределение электронов в $[\text{BO}_3]^{3-}$ способствуют генерации больших микроскопических восприимчивостей второго порядка и двойного лучепреломления [2].

Катион свинца с активной неподеленной парой часто используют для создания новых нелинейно-оптических материалов с улучшенными способностями генерации второй гармоники [6]. Сочетание катионов Pb^{2+} с π -сопряженными плоскими треугольными единицами $[\text{BO}_3]^{3-}$ привело к созданию нескольких новых NLO-материалов, демонстрирующих значения SHG примерно в 3–13 раз больше, чем в стандартном дигидрофосфате калия (KDP). Среди них можно выделить $\text{Pb}_2\text{BO}_3\text{Cl}$, который имеет SHG-отклик около $9 \times \text{KDP}$ [8], $\text{Pb}_2(\text{BO}_3)\text{Br} - 9.5 \times \text{KDP}$ [9] и $\text{Pb}_2\text{BO}_3\text{I}$ примерно $10 \times \text{KDP}$ [10]. Галогениды бората свинца обладают также пьезоэлектрическими свойствами и могут представлять интерес для сбора энергии и энергосбережения в новой форме [11]. К числу соединений с комбинацией различных анионов можно отнести синтезированный в [12]

Механизм стабильности нанопузырей в воде

Ю.К. Левин¹

¹ *Институт прикладной механики РАН, г. Москва, Россия*

Показано, что механизм стабильности нанопузыря в воде обеспечивается давлением P_d поляризованной среды при балансе лапласовского и кулоновского давлений $P_L = P_C$. Причем давление Кулона, в основном, обусловлено давлением P_d , которое в $(\epsilon - 1)$ раз больше давления P_q за счет энергии связанного и свободного зарядов (ϵ – относительная диэлектрическая проницаемость воды). Найдено соотношение заряда и радиуса нанопузыря при выполнении условия $P_L = P_C$. Также показано, что давлением противоионов диффузного слоя можно пренебречь.

Ключевые слова: диэлектрическая жидкая среда, кулоновское и лапласовское давление, связанный наведенный поляризационный заряд, размер и заряд нанопузырей.

Интерес к объемным нанопузырям (ОНП) в воде связан с перспективами их применения в различных областях [1, 2]. Известно, что ОНП подобны коллоидным частицам, имеют заряд и окружены двойным электрическим слоем (ДЭС) из противоионов – одни закреплены на оболочке ОНП радиусом r_0 , а другие совершают броуновское движение в диффузном слое. Стабильность ОНП определяют фундаментальные, энергетические факторы их формирования. Но обычно ограничиваются анализом силовых характеристик – влияния поля заряженного ОНП на окружающие тела, что не описывает электростатической энергии системы «ОНП/водная среда», которая определяет ее стабильность. Энергия указанной системы имеет 4 составляющих: энергия заряда ОНП, энергия наведенного поляризационного заряда, их взаимная энергия, а также энергия поляризованной среды, каждая из которых вносит свой вклад в стабильность ОНП, отрицательный или положительный. Поэтому решаемая задача состоит в выявлении и анализе указанных физических факторов, ответственных за способность ОНП противостоять поверхностному натяжению.

Нанопузырь в воде – реально сложный объект, так как может быть представлен сферой с зарядом q_0 , вложенной в сферу поляризационного заряда q_1 , помещенной в среду с диэлектрической проницаемостью ϵ , поскольку в поле заряда ОНП q_0 , именуемого свободным, вода-диэлектрик поляризуется и вокруг ОНП формируется слой так называемого связанного заряда q_1 [3]. При этом справедливы формулы

$$q_1 = -\frac{\epsilon - 1}{\epsilon} q_0, \quad (1)$$

$$q_0 + q_1 = q_0 / \epsilon. \quad (2)$$

ОНП связан с несколькими энергиями: поверхностной энергией U_L , а также кулоновскими – U_0 заряда ОНП q_0 , U_1 поляризационного заряда q_1 , их взаимной энергией U_{01} , а также энергией поляризации диэлектрика U_d . Каждая из этих энергий формирует соответствующее давление. Энергия U_L создает давление Лапласа:

$$P_L(r_0) = 2\alpha / r_0, \quad (3)$$

где $\alpha = 0.072$ Н/м – коэффициент поверхностного натяжения воды.

Кулоновское давление P_C для модели изотропного диэлектрика известно [4]:

$$P_C = \frac{q_0^2}{32\pi^2 \epsilon_0 \epsilon r_0^4}, \quad (4)$$

где $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \frac{F}{m}$ – диэлектрическая проницаемость вакуума. Поэтому наш анализ останется в рамках той же модели и не будет учитывать гидратного слоя у поверхности ОНП (толщиной ~ 1 нм, $\epsilon \approx 3$) [5], обусловленного экономией энергии водородных связей [6]. Стабильность пузырька обеспечивается при условии $P_C = P_L$. Давление P_L описывается одной составляющей (3). Зато

Влияние заряда на стабильность поверхностных нанопузырьковС.И. Кошоридзе¹¹ *Институт прикладной механики РАН, г. Москва, Россия*

Теоретически исследована возможность стабилизации поверхностных нанопузырьков с помощью электростатического давления. Показано, что в нанопузырьках данного типа электростатическое давление значительно меньше, чем в объемных нанопузырьках. Следовательно, этот механизм, вопреки распространенным в литературе утверждениям, вряд ли способен преодолеть сжимающее лапласовское давление и предотвратить диффузионное растворение поверхностных нанопузырьков.

Ключевые слова: *поверхностный нанопузырь, объемный нанопузырь, электростатическое давление, двойной слой.*

В последнее время поверхностные нанопузырьки (ПНП) находят широкое применение в сельском хозяйстве, экологической инженерии, медицине, биологии, ингибировании коррозии металлов, транспорте газов к мембранам и клеткам и т.д. [1]. Однако теоретические вопросы, касающиеся причин их больших времен жизни, пока не получили окончательного ответа.

В недавно вышедшей работе [2] проведено экспериментальное исследование кинетики диффузионного растворения ПНП, которое показало, в частности, что с ростом ионной силы раствора время жизни нанопузырька падает. Как известно, рост ионной силы раствора влечет уменьшение электрокинетического потенциала (ЭП) и связанного с ним заряда двойного электрического слоя (ДС) [3] нанопузырька. В работах [4–7] было продемонстрировано, что стабильность объемных нанопузырьков (ОНП) обусловлена электростатическим давлением (ЭД), возникающим из-за наличия заряда у нанопузырька (на границе нанопузырька и водного раствора образуется ДС). ЭД компенсирует сжимающее лапласовское давление и предотвращает диффузионное растворение ОНП. Авторы работы [2] высказали предположение, что ПНП подобно ОНП могут стабилизироваться с помощью ЭД. Однако теоретических работ, посвященных вычислению электростатического давления в ПНП, в литературе нет за исключением работы автора [8].

Цель настоящей работы – сравнить значения ЭД в ПНП и ОНП и таким образом ответить на вопрос: действительно ли ЭД способно стабилизировать ПНП, как указывается в [2].

Рассмотрим поверхностный нанопузырь с радиусом кривизны R , с центром кривизны в точке O и поверхностной плотностью заряда σ (рис. 1). Пусть O_1 – центр основания НП, $R \sin \varphi$ – радиус основания, φ – так называемый контактный угол. В первую очередь вычислим вертикальную составляющую напряженности электростатического поля E_1 в вершине ПНП – в точке A . Рассмотрим на поверхности нанопузырька кольцевой элемент площади $dS = 2\pi R^2 \sin \alpha d\alpha$ (рис. 1). Каждая точка этого элемента расположена на расстоянии $R\sqrt{2(1+\cos \alpha)}$ от A . Вертикальная составляющая напряженности поля, созданная данным заряженным кольцевым элементом (в системе единиц SI), равна

$$dE_1 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\sigma 2\pi R^2 \sin \alpha \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right)}{2R^2(1+\cos \alpha)} d\alpha. \quad (1)$$

Здесь σ – плотность поверхностного заряда; $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \frac{F}{m}$ – электрическая постоянная.

После интегрирования для ЭД $p_1 = \sigma E_1$ в точке A получаем окончательно

$$p_1 = \frac{\sigma^2}{4\epsilon_0} \int_{\pi-\varphi}^{\pi} \frac{\sin \alpha \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right)}{1+\cos \alpha} d\alpha = \frac{\sigma^2}{2\epsilon_0} \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right). \quad (2)$$

Моделирование консервативного движения порогов на винтовых дислокационных сегментах

Д.Н. Черепанов^{1,2}

¹ Томский государственный архитектурно-строительный университет, г. Томск, Россия

² Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, г. Томск, Россия

Рассмотрены проекции сил, действующих на порог, получено выражение для равнодействующей этих сил и предложено уравнение консервативного движения порога вдоль линии дислокации под действием полученной равнодействующей сил, действующих на притягивающиеся пороги. Рассмотрен критерий возможности консервативного движения порогов для металлов и сплавов с низкой и высокой энергией упаковки. Приведены результаты моделирования и получена зависимость плотности порогов, при которой движение порогов становится возможным, от параметра трения.

Ключевые слова: концепция упрочнения и отдыха, моделирование пластической деформации, ГЦК-металлы, дислокационный источник, зона сдвига, плотность дислокаций, межузельные атомы, вакансии, бивакансии, дислокационные сегменты, пороги, дефекты кристаллической решетки, точечные дефекты.

Введение

Моделирование процессов в пластически деформируемых металлах и сплавах, как правило, основано на концепции упрочнения и отдыха [1], согласно которой упрочнение связано с накоплением линейных, планарных и объемных дефектов кристаллического строения, а отдых является следствием уменьшения плотности дефектов, в частности, аннигиляцией сегментов дислокаций разного знака, способных двигаться навстречу друг другу. Поскольку объяснить значительную пластическую деформацию можно только работой дислокационных источников, испускающих дислокационные петли, состоящие из сегментов противоположного знака и различной ориентации, то аннигиляция только дислокационных сегментов винтовой ориентации поперечным скольжением не может приводить к наблюдаемому разупрочнению на кривых деформация – напряжение. Аннигиляция дислокационных сегментов невинтовой ориентации происходит, очевидно, вследствие их переползания в одну и ту же плоскость скольжения, что требует образования точечных дефектов (вакансий, бивакансий, межузельных атомов). Наиболее вероятным механизмом генерации точечных дефектов является волочение элементарных порогов скользящими винтовыми сегментами расширяющихся дислокационных петель, испускаемых дислокационными источниками.

Ступеньки на дислокациях начали изучать в связи с пересечением дислокаций (1947, [2]). Затем был предложен механизм возникновения точечных дефектов в результате неконсервативного движения порогов – ступенек, образующихся на винтовой дислокации (Мотт [3] и Зейтц [4], 1952). Коттрелл (1956, [5]) указал, что при испытаниях на растяжение, сжатие и сдвиг большинство образующихся ступенек пересечения должны порождать межузлия, а Гоффманнер (1964) проверил эту модель для ГЦК-кристаллов. Однако оказалось, что это справедливо только на ранней стадии деформирования. Для нерасщепленных дислокаций с ростом их плотности количество порогов, порождающих межузлия, снижается и приближается к числу порогов, порождающих вакансии [6].

Интенсивность генерации точечных дефектов при неконсервативном движении порогов на винтовых дислокационных сегментах выражается через линейную плотность порогов c_j – число порогов на единице длины дислокации. Оценке этой величины посвящено значительное число публикаций, однако в большинстве из них сделаны те или иные предположения, позволяющие лишь грубо оценить плотность порогов в металлах с высокой энергией дефекта упаковки в условиях термоактивируемого или относительно медленного движения дислокаций [7]. Эти оценки оправданы в условиях движения сегмента-источника докритических конфигураций, однако после достижения им критической конфигурации дислокационные сегменты расширяющейся петли скользят с высокими скоростями и обладают кинетической энергией, которая может быть соизме-

* Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № FEMN-2023-0003).

Эффект памяти формы при ГЦК↔ГПУ-мартенситном превращении в монокристаллах $\text{Cr}_{20}\text{Fe}_{20}\text{Mn}_{20}\text{Co}_{35}\text{Ni}_5$ высокоэнтропийного сплава с оксидными частицами*

И.В. Киреева¹, Ю.И. Чумляков¹, А.А. Сараева¹, А.В. Выродова¹,
З.В. Победенная¹, Д.А. Куксгаузен¹

¹ *Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия*

На монокристаллах с осью растяжения вдоль направления $[\bar{1}44]$ $\text{Cr}_{20}\text{Fe}_{20}\text{Mn}_{20}\text{Co}_{35}\text{Ni}_5$ (ат.%) высокоэнтропийного сплава исследовано влияние оксидных частиц размером 15–50 мкм и объемной долей 2–4% на развитие обратимого ГЦК↔ГПУ-мартенситного превращения (МП) под нагрузкой и эффект памяти формы (ЭПФ) при растягивающем напряжении $\sigma_p = 150$ МПа в цикле «охлаждение – нагрев». Показано, что при $\sigma_p = 150$ МПа частицы являются источниками зарождения вариантов ГПУ-мартенсита с малым фактором Шмида. Максимальная величина ЭПФ 10.5% достигается в результате тренировки в цикле «охлаждение – нагрев» при $\sigma_p = 150$ МПа. Установлено, что до температуры M_d ГЦК↔ГПУ МП развивается последовательно в трех системах ГПУ-мартенсита при $\sigma_p = 150$ МПа в цикле «охлаждение – нагрев» и является полностью обратимым. Максимальная величина $\varepsilon_{\text{ЭПФ}} = 8\%$ реализуется в первичной системе с максимальным фактором Шмида $m_{\text{ГПУ}} = 0.5$. В двух других системах с фактором Шмида $m_{\text{ГПУ}} < 0.5$ величина $\varepsilon_{\text{ЭПФ}}$ в сумме составила 2.5% в среднем. Представлено термодинамическое описание развития ГЦК↔ГПУ МП под нагрузкой в трех системах.

Ключевые слова: $\text{Cr}_{20}\text{Fe}_{20}\text{Mn}_{20}\text{Co}_{35}\text{Ni}_5$ высокоэнтропийный сплав, монокристаллы, эффект памяти формы, частицы, растяжение.

Введение

Известно [1, 2], что для практического приложения сплавы плавят в больших объемах на воздухе, где при взаимодействии с воздушной средой полученный сплав может содержать частицы оксикарбидных фаз, например Mn_2O_3 , Mn_3O_4 , Mn_3C , Co_2C и др. Такие частицы могут быть устойчивыми к высокотемпературным гомогенизационным отжигам, не растворяются и приводят к неоднородности структуры сплава. Наличие оксикарбидных частиц в сплаве с мартенситным превращением (МП) может оказывать влияние на развитие МП под нагрузкой и уменьшать величину эффекта памяти формы (ЭПФ) [1, 3, 4]. Во-первых, частицы оксикарбидных фаз сами не испытывают МП, но при этом могут уменьшать объем исходной фазы, испытывающей МП под нагрузкой. Во-вторых, крупные частицы могут быть источниками зарождения вариантов мартенсита с малым фактором Шмида, который будет затруднять развитие варианта мартенсита с максимальным фактором Шмида под нагрузкой [4]. К настоящему времени влияние таких частиц на ЭПФ в $\text{Cr}_{20}\text{Fe}_{20}\text{Mn}_{20}\text{Co}_{40-x}\text{Ni}_x$ ($x = 3, 4.5, 5$) (ат.%) высокоэнтропийных сплавах (ВЭС), испытывающих обратимое превращение из ГЦК-фазы (ГЦК – гранецентрированная кубическая решетка) в ГПУ-мартенсит (ГПУ – гексагональная плотноупакованная решетка), остается не изученным.

В настоящей работе ставилась задача, во-первых, получить монокристаллы $\text{Cr}_{20}\text{Fe}_{20}\text{Mn}_{20}\text{Co}_{35}\text{Ni}_5$ ВЭС с частицами оксикарбидных фаз и, во-вторых, исследовать их влияние на ЭПФ в монокристаллах, ориентированных вдоль $[\bar{1}44]$ направления при растяжении. Кристаллы с осью растяжения $[\bar{1}44]$ ориентированы для развития ГПУ-мартенсита преимущественно в одной системе и поэтому в этой ориентации исключается влияние вариант-вариант взаимодействия ГПУ-мартенсита на ЭПФ с начала деформации [5]. Во-вторых, кристаллы $[\bar{1}44]$ являются благоприятными для развития ГЦК–ГПУ МП при растяжении из-за максимального фактора Шмида для ГПУ-мартенсита $m_{\text{ГПУ}} = 0.5$ и в кристаллах этой ориентации получен максимальный ЭПФ 14–15.6% в $\text{Cr}_{20}\text{Fe}_{20}\text{Mn}_{20}\text{Co}_{35}\text{Ni}_5$ ВЭС с однородной структурой без частиц [5].

1. Материал и методы исследования

Для того чтобы получить монокристаллы $\text{Cr}_{20}\text{Fe}_{20}\text{Mn}_{20}\text{Co}_{35}\text{Ni}_5$ (ат.%) ВЭС с неоднородной структурой, включающей частицы оксикарбидных фаз, для заготовок сплава использовали кобальт (Co) и марганец (Mn) после химического травления, а хром (Cr), железо (Fe) и никель (Ni)

* Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 22-19-00016.

Резонансное поглощение электромагнитного излучения упорядоченным массивом проводящих элементов со спиральной симметрией

Н.Н. Кривин¹, Д.Е. Понамарев¹, М.А. Шипуля²

¹ Томский университет систем управления и радиоэлектроники, г. Томск, Россия

² Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Экспериментально зафиксированы спектры поглощения СВЧ-электромагнитного поля упорядоченным массивом, состоящим из проводящих элементов, обладающих спиральной симметрией. Резонансная кривая с большой точностью совпадает с лоренцовским контуром.

Ключевые слова: спиральная симметрия, резонансное поглощение, антенный массив.

В настоящее время проводятся активные исследования возможностей применения электромагнитных волн (ЭМВ), обладающих ненулевым орбитальным угловым моментом (ОУМ) [1], в технических приложениях. Подавляющее большинство данных приложений использует частотный диапазон, близкий к видимому спектру [2, 3], в то время как применения таких волн в классических приложениях радиочастотного диапазона, таких как радиолокация, радионавигация и радиосвязь, остаются все еще слабо изученными и пока не имеют широкого распространения [4, 5]. В данной работе представлены результаты экспериментального исследования влияния симметрии среды распространения на способность данной среды к поглощению сверхвысокочастотного (СВЧ) диапазона 3–4 ГГц, что соответствует длинам волн порядка 7.5–10 см. В частности, исследуется резонансное поглощение ЭМВ в среде, обладающей спиральной симметрией. Спиральная симметрия среды обуславливается ее упорядоченной структурой, представляющей собой квадратный массив из проводящих спиральных элементов правильной цилиндрической формы. Наличие в рассматриваемой среде неоднородностей данного вида обуславливает такое изменение характеристик ЭМВ, прошедших через указанную среду, что распределение волнового фронта таких волн приходит в соответствие с определением ЭМВ, обладающих ненулевым ОУМ. Теоретические аспекты рассеяния ЭМВ на средах со спиральной симметрией рассмотрены, например, в работе [6].

Экспериментальное исследование резонансного поглощения ЭМВ в среде, обладающей спиральной симметрией, проводилось при помощи скалярного анализатора цепей P2M-04A и программного обеспечения «Graphit P2M» [7]. Экспериментальная трасса распространения ЭМВ состоит из двух рупорных антенн: приемной (ПРМА) и передающей (ПРДА). ПРМА и ПРДА находятся на расстоянии $l \sim 1$ м (порядка 10 длин волн λ) в атмосферной среде с помещенным в середине экспериментальной трассы исследуемым образцом. Схема проведения эксперимента представлена на рис. 1. Применяемые рупорные антенны представляют собой жестко фиксированные конструкции, без возможности точной подстройки резонансной частоты излучения. Параметры данных антенн позволяют считать излучаемые ими ЭМВ, распространяющиеся на участке исследуемой среды, плоскими. Частотная зависимость значения параметра S_{11} для ПРДА и ПРДМ представлена на рис. 2. Как можно видеть, между ПРДА и ПРДМ существует небольшое рассогласование, в результате которого для исследуемой трассы фоновое значение поглощения оказывается отличным от нулевого значения.

Исследуемый образец обеспечивает наличие спиральной симметрии в среде. Образец состоит из диэлектрической подложки, прозрачной для ЭМВ в указанном частотном диапазоне. На данной подложке симметрично относительно центра располагаются 9 спиралей из проводящего материала. Размеры подложки составляют 200×200 мм. Расстояние между центрами спиральных элементов массива $d = (80 \pm 2)$ мм. Диаметр каждой из проводящих спиралей составляет $D = (35 \pm 3)$ мм, их высота $h = (160 \pm 2)$ мм, а шаг между витками $s = (20 \pm 2)$ мм. Таким образом, исследуемый образец фактически представляет собой квадратный массив спиральных антенн. Расчет значения резонансной частоты для таких антенн проведен по трем общепринятым методикам [8–10]. Результаты расчетов представлены на рис. 3. Как видно, собственные резонансные частоты имеют порядок 100 МГц, что находится далеко за пределами исследуемого диапазона частот.

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 535.2:621.373.826

DOI: 10.17223/00213411/67/10/12

**Распределение когерентности в поперечном сечении
частично когерентного безвихревого бессель-гауссова пучка***И.П. Лукин¹¹ *Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия*

Теоретически изучено распределение когерентности в поперечном сечении частично когерентного безвихревого бессель-гауссова пучка, распространяющегося в однородной среде. Параксиальное приближение функции взаимной когерентности второго порядка данного пучка получено с использованием принципа Гюйгенса – Френеля. Обнаружена зависимость степени когерентности и интегрального масштаба когерентности этого пучка как от ширины корреляции поля источника, так и от суммарной координаты и взаимной ориентации векторов суммарной и разностной координат точек наблюдения.

Ключевые слова: бессель-гауссов пучок, оптическое излучение, частичная когерентность, гауссова модель Шелла, распространение, когерентность, степень когерентности, интегральный масштаб когерентности.

Введение

Для целей передачи на расстояние оптического изображения через свободное пространство, атмосферу или по оптоволокну необходимо сформировать инвариантное изображение. Инвариантным изображением называется поперечное распределение интенсивности оптического поля, которое при распространении в среде сохраняет свой первоначальный размер и ориентацию в пространстве. В связи с этим существует интерес к оптическим пучкам, сохраняющим поперечное сечение при распространении в некоторой заданной среде [1, 2]. Оптическое поле, демонстрирующее инвариантность при распространении в соответствующей этому полю среде, называется модой данной среды [3]. Так, как известно [4], бесселевы функции являются модами свободного пространства. В работах [5, 6] впервые были рассмотрены бездифракционные бесселевы оптические пучки. Так как пространственный частотный спектр бесселева пучка представляет собой кольцо в частотном пространстве, то бесселевы пучки могут быть сгенерированы с помощью кольцевой апертуры, расположенной в задней фокальной плоскости фокусирующей линзы [6]. В дальнейшем было показано, что сформировать бездифракционные бесселевы оптические пучки можно как пассивными [1, 2, 6], так и активными [7, 8] методами. На самом деле, как правило, можно говорить об интерференционном механизме формирования бездифракционных бесселевых оптических пучков [9–12]. Поскольку на практике для формирования бесселева пучка реально может использоваться частично когерентное оптическое излучение, то естественно ожидать существенного влияния когерентности данного оптического излучения на структуру и когерентность бесселева пучка, сформированного таким образом [11].

В данной работе представлены результаты теоретического исследования распределения когерентности в поперечном сечении частично когерентного безвихревого бессель-гауссова оптического пучка, распространяющегося в однородной среде. Анализ задачи основывается на аналитическом выражении для поперечной функции взаимной когерентности второго порядка поля частично когерентного безвихревого бессель-гауссова пучка оптического излучения, полученном в параксиальном приближении с использованием принципа Гюйгенса – Френеля. Изучена зависимость степени когерентности и интегрального масштаба когерентности данного пучка как от ширины корреляции поля источника, так и от суммарной координаты и взаимной ориентации векторов суммарной и разностной координат точек наблюдения. Проводится также анализ влияния размера излучающей апертуры оптического пучка на величину его интегрального масштаба когерентности.

* Работа выполнена в рамках государственного задания ИОА СО РАН, тема номер FWRU-2021-0005.

ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ДИЭЛЕКТРИКОВ

УДК 538.913:539.32:544.223

DOI: 10.17223/00213411/67/10/13

Динамика решетки и упругие свойства пниктидов VePbX_2 ($X = \text{N, P, As, Sb}$)Ю.М. Басалаев¹, О.Г. Басалаева²¹ Кемеровский государственный университет, г. Кемерово, Россия² Кемеровский государственный медицинский университет, г. Кемерово, Россия

В рамках теории функционала плотности изучены колебательные и упругие свойства гипотетических кристаллов VePbX_2 со структурой халькопирита. Вычислены длинноволновые частоты колебаний в точке Γ , модули упругости, коэффициенты Пуассона и микротвердости. Представлены фоновые спектры и определены вклады колебаний отдельных атомов в колебательные моды кристалла.

Ключевые слова: халькопирит, оптические частоты, модули упругости, микротвердость.

Введение

Изучение соединений II-IV-V_2 со структурой халькопирита (пространственная группа симметрии $I\bar{4}2d$, № 122), содержащих в своем составе свинцовую подрешетку ($\text{IV} = \text{Pb}$), началось сравнительно недавно [1–5]. Первая оценка параметров кристаллической решетки и величины запрещенной зоны тетрагонального кристалла MgPbP_2 была выполнена в работах [1, 2]. Расчеты на основе *ab initio* подхода с использованием кода Wien2k в приближении обобщенного градиента (GGA-PBE) и полного потенциала (FP-LAPW) были применены в работе [3] для детального изучения структурных, электронных, упругих и оптических свойств тетрагонального MgPbP_2 . Авторы работы [3] установили, что кристалл MgPbP_2 в структуре халькопирита является прямозонным полупроводником с шириной запрещенной зоны $E_g = 1.1$ эВ, а также вычислили модуль Юнга, модуль сдвига, упругие постоянные, коэффициент Пуассона, коэффициент анизотропии и твердость по Виккерсу. Изучение электронной структуры и характера химической связи в MgPbP_2 с помощью максимально локализованных функций Ванье выполнено в [4]. Электронное строение кристаллов VePb-V_2 ($V = \text{N, P, As, Sb}$) было впервые изучено теоретически [5] в рамках теории функционала плотности DFT (Density Functional Theory) с использованием приближения обобщенных градиентов электронной плотности GGA (Generalized Gradient Approximation). Согласно расчетам энергетических зон и карт распределения деформационной плотности заряда валентных электронов, кристаллы VePb-V_2 являются прямозонными полупроводниками с преимущественно ковалентным типом химической связи и шириной запрещенной зоны (эВ): 1.98 (VePbN_2), 1.53 (VePbP_2), 1.29 (VePbAs_2) и 0.73 (VePbSb_2).

Основной целью настоящей работы является обоснование механической стабильности и устойчивости гипотетических кристаллов VePbX_2 ($X = \text{N, P, As, Sb}$) со структурой халькопирита путем вычисления колебательных мод и упругих констант.

Методы расчета

Для реализации цели были задействованы возможности кода CRYSTAL [6], основанного на теории функционала плотности DFT: метод обобщенного градиентного приближения GGA, функционал PBE (Perdew – Burke – Ernzerhof) [7], метод специальных точек Монхорста – Пака [8] с сеткой $16 \times 16 \times 16$, полноэлектронный валентно-расщепленный базис гауссовых орбиталей TZVP (Triple-Zeta Valence Plus Polarization). Сходимость по полной энергии составила 10^{-7} эВ/атом, точность вычисления частот оптических колебаний равна нескольким десяткам долям см^{-1} . Из оценок тензора напряжений, генерируемых небольшими деформациями, с использованием метода плоских волн получены тензоры упругих постоянных и вычислены модули упругости, с помощью которых по схеме усреднения Фойгта – Реусса – Хилла в коде CRYSTAL были определены упругие свойства исследуемых соединений.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 629.7.023.222:538.958

DOI: 10.17223/00213411/67/10/14

**Изменение оптических свойств при облучении
квантами солнечного спектра пасты ПДЗП-ГП***М.М. Михайлов¹, С.А. Юрьев¹, А.Н. Лапин¹, Д.С. Федосов¹,
В.А. Горончко¹, С.А. Артищев¹, Н.С. Труфанова¹¹ *Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, г. Томск, Россия*

Выполнены исследования поверхности, структуры, оптических свойств и фотостойкости покрытия, полученного методом печати на принтере Voltera V-One диэлектрической защитной полимерной пастой для гибких подложек. В результате выполненной работы установлено, что полученное покрытие обладает более высокой фотостойкостью по сравнению с широко используемым пигментом TiO_2 . Таким образом, исследуемое гибкое покрытие имеет перспективы применения на внешних поверхностях космических аппаратов, в том числе в качестве терморегулирующего покрытия.

Ключевые слова: паста, принтер, печать, спектры диффузного отражения, фотостойкость.

В настоящее время гибкие печатные схемы нашли свое применение в различных отраслях приборостроения: автомобильная электроника, потребительские товары, медицинская аппаратура, телекоммуникации и связь, военная и космическая аппаратура и т.д. [1–3]. Помимо печатных схем, пасты для печати 3D-принтером, как показали первые исследования [4, 5], могут быть использованы для нанесения на различные поверхности в качестве отражающих терморегулирующих покрытий (ТРП). Такие ТРП обладают рядом положительных характеристик по сравнению с традиционно используемыми, полученными различными способами: высокая отражательная способность в солнечном диапазоне спектра, высокая радиационная стойкость, хорошая адгезия, возможность контролировать толщину наносимых слоев и ее равномерность по площади. Поэтому для развития этого направления необходимо проводить и аналогичные исследования на других типах паст и под действием других видов излучений, характерных как для космического пространства, так и для земных условий.

Настоящая работа посвящена исследованию поверхности, структуры, оптических свойств и фотостойкости к действию квантов солнечного спектра (КСС) покрытия, полученного методом печати на принтере Voltera V-One диэлектрической защитной полимерной пастой для гибких подложек (ПДЗП-ГП) производства ООО «НПП «Дельта пасты». Образцы для исследования изготавливали путем печати на алюминиевых подложках диаметром 23 мм принтером Voltera V-One с применением сопла с внутренним диаметром 225 мкм. Печать проводили со скоростью 50 мм/мин с последующим отверждением образцов при прогреве в муфельной печи при температуре 125 °С в течение 30 мин. Спектры диффузного отражения (ρ_λ) регистрировали до и после облучения в вакууме $P = 5 \cdot 10^{-6}$ Торр на месте облучения (*in situ*). Облучение осуществляли светом ксеноновой дуговой лампы, имитирующим спектр излучения Солнца, с интенсивностью равной 3 э.с.о. (э.с.о. – эквивалент солнечного облучения, 1 э.с.о. = 0.139 Дж/(см²·с)). Интегральный коэффициент поглощения солнечного излучения (a_s) рассчитывали по спектрам ρ_λ с использованием международных стандартов [6, 7].

По результатам растровой электронной микроскопии установлено, что на поверхности присутствуют поры различного диаметра, а также наблюдаются отдельные крупные частицы диаметром до 10 мкм. Результаты исследования шероховатости поверхности показывают, что среднее арифметическое отклонение профиля (R_a) составляет 0.96 мкм, а высота неровностей профиля (R_z), измеренная по десяти точкам, равна 6.59 мкм. Согласно данным, полученным из рентгеноструктурного анализа, в состав исследуемой пасты входит диоксид титана (TiO_2). В соответствии с ТУ 6365-010-59839838-2005, паста ПДЗП-ГП содержит в своем составе пропиленкарбонат и тетралин, используемый в качестве растворителя. Поэтому в ИК-спектрах поглощения сырых и прокаленных образцов регистрируются полосы колебаний функциональных групп R_2CH_2 и R_2CH , $-\text{CH}_3$, $\text{C}-\text{O}-\text{C}$, $-\text{CH}_3$, $-\text{CH}_2$, $\text{C}=\text{O}$ и $\text{C}-\text{O}$, а также полосы колебаний, характерные для TiO_2 .

На рис. 1 представлены спектры ρ_λ пасты ПДЗП-ГП до и после облучения КСС, на рис. 2 – рассчитанная по ним кинетика изменения интегрального коэффициента поглощения солнечного излучения (Δa_s).

* Работа выполнена при поддержке Министерства науки и образования в рамках Госзадания FEWM-2022-0005.

Ежемесячный научный журнал

ИЗВЕСТИЯ ВУЗОВ. ФИЗИКА
IZVESTIYA VUZOV. FIZIKA

2024. Т. 67. № 10

Адрес редакции и издателя:

634050, РФ, г. Томск, пр. Ленина, д. 36,
Томский государственный университет,
редакция журнала «Известия вузов. Физика»

Старший редактор *Л.А. Пивоварова*
Выпускающий редактор *Л.В. Пермякова*
Редактор-переводчик *И.А. Бобровникова*
Оригинал-макет *Д.В. Фортеса*

Подписано к печати 21.10.2024. Выпуск в свет 28.10.2024. Заказ № 6064.
Формат 60×84 1/8. Бумага офсетная. Гарнитура «Таймс». Печать цифровая.
Усл. п. л. 12.79. Уч.-изд. л. 14.32. Тираж 50 экз. Цена свободная.

Отпечатано на полиграфическом оборудовании
Издательства Томского государственного университета,
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36, тел. (3822) 531-528, 529-849.
<http://publish.tsu.ru>; e-mail: rio.tsu@mail.ru

