

ISSN 2307-4469
ISSN 2949-5636 (Online)

УСПЕХИ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ

2025
ТОМ 13
№ 2

USPEKHI
PRIKLADNOI
FIZIKI

Учредитель журнала
Акционерное общество «НПО «Орион» –
Государственный научный центр Российской Федерации (ГНЦ РФ АО «НПО «Орион»)
Журнал зарегистрирован в реестре Роскомнадзора – ПИ № ФС 77-53027
Международный стандартный серийный номер – ISSN 2307-4469
Выходит 6 раз в год

Главный редактор – И. Д. Бурлаков, д.т.н., профессор (ГНЦ РФ АО «НПО «Орион»)

Редакционная коллегия

Болтарь Константин Олегович, д.ф.-м.н., профессор (ГНЦ РФ АО «НПО «Орион»);
Васильяк Леонид Михайлович, д.ф.-м.н., профессор (*зам. гл. ред.*) (Объединенный институт высоких температур РАН);
Гуляев Юрий Васильевич, д.ф.-м.н., академик РАН (Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН);
Гусейн-заде Намик Гусейнович, д.ф.-м.н., профессор (Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук);
Двуреченский Анатолий Васильевич, д.ф.-м.н., член-корреспондент РАН (Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН);
Иванов Вячеслав Алексеевич, к.ф.-м.н., доцент (Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук);
Иванов Виктор Владимирович, д.ф.-м.н., профессор, член-корреспондент РАН (Московский физико-технический институт);
Климанов Евгений Алексеевич, д.т.н., профессор (ГНЦ РФ АО «НПО «Орион»);
Латышев Александр Васильевич, д.ф.-м.н., академик РАН, профессор (Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН);

Лебедев Юрий Анатольевич, д.ф.-м.н. (Институт нефтехимического синтеза РАН);
Майоров Сергей Алексеевич, д.ф.-м.н. (Объединенный институт высоких температур РАН);
Никитов Сергей Аполлонович, д.ф.-м.н., академик РАН, профессор (Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН);
Пономаренко Владимир Павлович, д.ф.-м.н., профессор (ГНЦ РФ АО «НПО «Орион»);
Попов Сергей Викторович, д.т.н. (Холдинг «Швабе»);
Сигов Александр Сергеевич, д.ф.-м.н., академик РАН, профессор (МИРЭА – Российский технологический университет);
Холоднов Вячеслав Александрович, д.ф.-м.н., профессор (Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН);
Хомич Владислав Юрьевич, д.ф.-м.н., академик РАН (Институт электрофизики и электроэнергетики РАН);
Яковлева Наталья Ивановна, д.т.н. (ГНЦ РФ АО «НПО «Орион»);
Ямщиков Владимир Александрович, д.т.н., член-корреспондент РАН (Институт электрофизики и электроэнергетики РАН)

Издатель — ГНЦ РФ АО «НПО «Орион».
111538, Москва, ул. Косинская, д. 9,

Адрес редакции журнала «Успехи прикладной физики»:
111538, Москва, ул. Косинская, д. 9,
АО «НПО «Орион».

Телефон: 8 (499) 374-82-40
E-mail: advance@orion-ir.ru. Internet: advance.orion-ir.ru

Успехи прикладной физики®

© Редакция журнала «Успехи прикладной физики», составление, 2025

© Редакция журнала «Успехи прикладной физики», оформление, 2025

Журнал представлен в Перечне ВАК и включен в базы данных Научной Электронной Библиотеки (РИНЦ) и Chemical Abstracts (CA)

A Founder of the Journal

Orion Research and Production Association, a Joint Stock Company –
a Russian Federation State Research Center (Orion R&P Association, JSC)

ISSN 2307-4469

Editor-in-Chief – I. D. Burlakov, D.Sc., Professor

Editorial Board

Boltar K.O., D.Sc., Professor; **Vasilyak L.M.**, D.Sc., Professor (*Deputy Editor-in-Chief*); **Gulyaev Yu.V.**, D.Sc., Academician of the RAS; **Gusein-zade N. G.**, D.Sc., Professor; **Dvurechensky A.V.**, D.Sc., Corresponding Member of the RAS;
Ivanov V.A., Ph.D., Associate Professor; **Ivanov V. V.**, D.Sc., Professor, Corresponding Member of the RAS;
Klimanov E.A., D.Sc., Professor; **Latyshev A.V.**, D.Sc., Academician of the RAS, Professor; **Lebedev Yu.A.**, D.Sc.;
Maiorov S.A., D.Sc.; **Nikitov S.A.**, D.Sc.; **Ponomarenko V.P.**, D.Sc., Professor; **Popov S.V.**, D.Sc.; **Sigov A.S.**, D.Sc., Academician of the RAS, Professor; **Kholodnov V.A.**, D.Sc., Professor; **Khomich V.Yu.**, D.Sc., Academician of the RAS;
Iakovleva N.I., D.Sc.; **Yamshchikov V.A.**, D.Sc., Corresponding Member of the RAS

Address of the Editorial Staff:
Uspekhi Prikladnoi Fiziki
Orion R&P Association, JSC
9 Kosinskaya st., Moscow, 111538, Russia

Phone: +7 (499) 374-82-40
E-mail: advance@orion-ir.ru. Internet: advance.orion-ir.ru

Publisher – NPO Orion
(Orion R&P Association, JSC)
9 Kosinskaya st., Moscow, 111538, Russia

УСПЕХИ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ®

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

2025, том 13, № 2

Основан в 2013 г.

Москва

СОДЕРЖАНИЕ

ОБЩАЯ ФИЗИКА

- Механизм излучения микро- и наночастиц**
Свиридов А. Н., Сагинов Л. Д., Хафизов Р. З. 89
- Исследование возможностей улучшения динамического диапазона регистрируемой интенсивности лазерного излучения в методе дифференциального рассеяния**
Денисов Д. Г. 103

ФОТОЭЛЕКТРОНИКА

- Дискретизация функции рассеяния точки инфракрасного фотоприемного устройства с матричным микроболометрическим детектором**
Хафизов Р. З., Серов В. В., Скрипачева Л. В. 115
- Светоизлучающие и фотоприемные структуры на основе Ge/Si для оптоэлектронных пар**
Иванова М. М., Кабальнов Ю. А. 124

ФИЗИЧЕСКОЕ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ

- Контроль качества гетероэпитаксиальных структур КРТ, предназначенных для изготовления фотоприемных устройств длинноволнового ИК диапазона спектра**
Яковлева Н. И., Болтарь К. О., Давлетшин Р. В., Никонов А. В. 132
- Влияние толщины затравочного слоя аморфного германия на золото-индуцированную кристаллизацию тонких пленок германия**
Константинов В. О., Самохвалов Ф. А., Морозова М. А., Баранов Е. А. 141
- Сопряженные фазовые переходы диамагнетик-парамагнетик и диэлектрик-полупроводник в многокомпонентных аморфных углеводородных средах**
Доломатов М. Ю., Шуткова С. А., Родионов А. А., Бахтизин Р. З., Гильманишина К. А. 149

Трансформация планарной контактной системы «припой на слое золота» при прогревах

Андрейчиков К. С., Астахов В. П., Ляликов А. В., Малыгин В. А.

157

ПЕРСОНАЛИИ

Юбилей Сергея Аполлоновича Никитова

165

Юбилей Сергея Леонидовича Чернышева

166

ИНФОРМАЦИЯ

Правила для авторов

168

USPEKHI PRIKLADNOI FIZIKI (ADVANCES IN APPLIED PHYSICS)

THE SCIENTIFIC AND TECHNICAL JOURNAL

2025, Vol. 13, № 2

Founded in 2013

Moscow

CONTENTS

GENERAL PHYSICS

- Mechanism of emission of micro- and nanoparticles**
Sviridov A. N., Saginov L. D. and Khafizov R. Z. 89
- The investigation of the possibilities of improving the dynamic range of the recorded intensity of laser radiation using the differential scattering method**
Denisov D. G. 103
-

PHOTOELECTRONICS

- Point spread function discretization of the IR photodetector devices with a microbolometric focal plane array**
Khafizov R. Z., Serov V. V. and Skripacheva L. V. 115
- Light-emitting and photodetector structures on the basis of Ge/Si for optoelectronic pairs**
Ivanova M. M. and Kabalnov Yu. A. 124
-

PHYSICAL SCIENCE OF MATERIALS

- Quality control of CdHgTe heteroepitaxial structures intended for long-wavelength IR photodetectors**
Iakovleva N. I., Boltar K. O., Davletshin R. V. and Nikonov A. V. 132
- Effect of amorphous germanium seed layer thickness on gold-induced crystallization of germanium thin films**
Konstantinov V. O., Samokhvalov F. A., Morozova M. A. and Baranov E. A. 141
- Conjuncted diamagnetic-paramagnetic and dielectric-semiconductor phase transitions in multicomponent amorphous hydrocarbon media**
Dolomatov M. Y., Shutkova S. A., Rodionov A. A., Bakhtizin R. Z. and Gilmanshina K. A. 149

Planar transformation of a local contact system “solder on gold layer” during lowtemperature heat treatment

Andreechikov K. S., Astahov V. P., Lyalikov A. V. and Malygin V. A.

157

PERSONALIA

Anniversary of S. A. Nikitov

165

Anniversary of S. L. Chernyshev

166

INFORMATION

Rules for authors

168

УДК 536.3
EDN: MNTNOL

PACS: 44.40.+a, 42.68Ay, 42.72.g

Механизм излучения микро- и наночастиц

А. Н. Свиридов, Л. Д. Сагинов, Р. З. Хафизов

Процессы излучения и поглощения микро- и наночастицами рассчитываются с помощью формализма модовой теории излучений с использованием зависимости добротности электрически малых радиоантенн от их относительных (по отношению к длине излучаемой волны) размеров. Рассмотрено формирование радианной сферы, заполненной эванесцентными волнами (ТЕ, ТМ), вокруг поверхности излучающей частицы. Эти волны не излучаются в свободное пространство и представляют собой колебания электрических и магнитных полей на частотах $\nu < c/\lambda_{\text{cutoff}}$ (например, для сферической частицы $\lambda_{\text{cutoff}} = 2,221 \times D$, где D – диаметр). Для излучений на длинах волн больших λ_{cutoff} , частица перестает быть эффективной антенной. У таких частиц роль излучающих в дальнюю зону антенн выполняют окружающие их радиантные сферы. Частицы, размеры которых больше излучаемых длин волн, сами являются эффективными антеннами. С помощью предложенной методики проведены расчеты мощностей и коэффициентов излучений микронных и нанометровых частиц.

Ключевые слова: закон Планка; закон Стефана-Больцмана; коэффициент излучения; пространственно-спектральная мода; субволновая частица; электрически малая антенна (ESA); радианная сфера; добротность; ближнее поле; дальнее поле; кластеры; квантовые точки; серебристые (мезосферные) облака.

DOI: 10.51368/2307-4469-2025-13-2-89-102

Введение

Для описания процессов излучения и поглощения тепла «большими¹ объектами»

Свиридов Анатолий Николаевич¹, научный консультант, к.ф.-м.н.

E-mail: sviridtol@yandex.ru

Сагинов Леонид Дмитриевич¹, в.н.с., д.ф.-м.н.**Хафизов Ренат Закирович²**, нач. исследовательского центра, к.ф.-м.н.¹ Федеральный научный агроинженерный центр ВИМ.

Россия, 109428, Москва, 1-й Институтский проезд, 5.

² АО «ОКБ «АСТРОН».

Россия, 140080, Московская обл., г. Лыткарино,

ул. Парковая, 1.

Статья поступила в редакцию 23.10.2024

После доработки 14.11.2024

Принята к публикации 22.01.2025

Шифр научной специальности: 1.3.14

© Свиридов А. Н., Сагинов Л. Д., Хафизов Р. З., 2025

(телами) используются формулы Планка, Стефана-Больцмана, Вина. Эти же процессы могут быть описаны также с помощью формализма модовой теории излучений [1, 2]. Преимущества такого подхода заключаются в том, что он позволяет естественным образом учитывать дифракционные эффекты, и позволяет рассчитывать процессы излучения и поглощения не только «больших тел», но и субволновых частиц² (СЧ). Используя этот подход, мы исходили из представления о том, что тепловое излучение, распространяющееся в свободном пространстве в телесном угле Ω в виде полихроматического пучка сечением $S_{\text{сч}}$ в его основании, можно представить набором монохроматических лучей (пространственно-спектральных мод), число которых M_λ для любой длины волны λ этого пучка равно [1]:

² СЧ – частицы, размеры которых соизмеримы с λ_{max} , где λ_{max} – длина волны, соответствующая максимальной интенсивности излучения черного (серого) тела, нагретого до температуры T .

¹ Это объекты, геометрические размеры которых больше излучаемых ими длин волн.

$$M_\lambda = S_{csa} \times \Omega / \lambda^2, \quad (1)$$

где M_λ – число пространственных мод³ этого пучка с длиной волны λ .

Например, шаровая субволновая частица диаметром D при любых $\lambda \leq 2,221 \times D$ излучает в свободное пространство (в телесном угле $\Omega = 2\pi$) M_λ пространственно-спектральных мод, энергия каждой из которых определяется только температурой частицы T и длиной излучаемой волны и при этом не зависит от размеров частицы [3]. При $\lambda = 2,221 \times D$ в дальнюю зону будет излучаться только одна мода ($M_\lambda = 1$) с длиной волны λ и энергией $Wo(v, T)$.

Обозначим эту длину волны $\lambda_{cutoff} = 2,221 \times D$. При $\lambda > \lambda_{cutoff}$ в соответствии с (1) число свободно излучаемых мод становится меньше единицы $M_\lambda < 1$ и, следовательно, СЧ не должна излучать в дальнюю зону моды с длинами волн большими λ_{cutoff} .

Однако, в действительности (как будет показано ниже) СЧ, у которых $M_\lambda < 1$, все же излучают в дальнюю зону на каждой из длин волн $\lambda > \lambda_{cutoff}$, но всего по одной пространственно-спектральной моде. Обозначим эти моды как $M_{\lambda R}$ и назовем их *Радианными модами (RM)*. Радианные моды – это необычные моды, их энергия зависит от отношения длины излучаемой волны к геометрическому размеру источника излучения и очень быстро уменьшается при уменьшении размеров СЧ относительно длин излучаемых волн. Кроме СЧ, для которых неравенство $M_\lambda < 1$ выполняется лишь частично (только для мод с длинами волн большими λ_{cutoff}), оно выполняется всегда для таких объектов как атомы, молекулы, кластеры, квантовые точки. В радиодиапазоне к объектам, у которых неравенство $M_\lambda < 1$ также всегда выполняется, относятся электрически малые антенны (*Electric Small Antenna, ESA*) [4]. Все эти объекты излучают в дальнюю зо-

ну поперечные электромагнитные волны, отличающиеся лишь частотой. По механизму излучения в дальнюю зону их можно отнести к классу дипольных электрически малых антенн.

Субволновые частицы, поглощающие или излучающие тепловую энергию, также можно рассматривать как дипольные антенны. Действительно, СЧ, которая поглощает энергию электромагнитных волн, можно также представить как диполь, размеры которого много меньше поглощаемых длин волн. Под действием электрических и магнитных полей падающего излучения в СЧ возникают колебания токов проводимости и (или) смещения. В первом приближении эти колебания аналогичны собственным колебаниям электрического диполя [5]. Для волн с $\lambda > \lambda_{cutoff}$ субволновую частицу можно рассматривать как *ESA*, у которой $M_\lambda < 1$. Таким образом, СЧ наряду с нормальными модами (у которых $M_\lambda \geq 1$) могут излучать и *RM* (с $\lambda > \lambda_{cutoff}$).

В атомах и молекулах электроны совершают в орбиталях периодические движения вокруг положительно заряженного ядра, что в плоскости электронной орбиты соответствует периодическим колебаниям тока (зарядов) в дипольной *ESA*-антенне. Поскольку для длин волн, излучаемых атомами, молекулами, кластерами, квантовыми точками и *ESA*, всегда выполняется неравенство $\lambda \gg \lambda_{cutoff}$, эти объекты способны излучать только *RM*. Поэтому далее будем называть эти объекты *Радианными излучателями (Radian Emitters, RE)*.

В свете вышесказанного необходимо ответить на вопросы:

- почему перечисленные выше *RE* вообще могут излучать в дальнюю зону;
- почему излучается только одна пространственно-спектральная мода с длиной волны, намного превосходящей физические размеры самих *RE*;
- почему и по какому закону энергия этой моды зависит от отношения длины излучаемой волны к размеру *RE*;
- как влияет наличие *RM* на мощность и спектральный состав излучения СЧ.

Обоснование методики расчетов

Известно [6–13], что законы Планка и Стефана-Больцмана, хорошо описывающие

³ Под пространственно-спектральной модой (типом колебаний) понимают *ТЕМ*-волну с заданными частотой ν , волновым вектором K и поляризацией ρ_e , где ρ_e – единичный вектор поляризации; e – индекс, принимающий только два значения, $e = 1$ или 2 [1, 2].

тепловое излучение тел, нельзя применять в случаях, когда размеры СЧ становятся меньше λ_{\max} . Эти СЧ нельзя считать черными или серыми излучателями. Их излучательные способности и спектральный состав излучения зависят не только от материала тел, но и от их размеров и формы.

Описано несколько методов расчетов тепловых излучений СЧ. Однако, несмотря на наличие различных методик расчетов излучений частиц, нельзя считать, что эта задача в достаточной мере решена. В этой связи проблема разработки новых методик расчетов микро- и наночастиц остается актуальной и в первую очередь это относится к *RE*.

Трудности, связанные с пониманием природы и математическим описанием процессов излучения объектов, размеры которых значительно меньше излучаемых (принимаемых) длин волн, существуют не только в оптическом диапазоне, но и в радиодиапазоне [4, 14–20]. При создании приемопередающих модулей для мобильной связи, приёмников спутниковых навигационных систем и других устройств микроэлектроники инженеры стремятся уменьшить их размеры не только в абсолютном выражении, но и относительно длин волн, которые они излучают или принимают.

Поэтому вопрос о теоретическом пределе уменьшения размеров объектов по отношению к излучаемым или принимаемым длинам волн имеет большое научное и практическое значение. В области радиотехники ещё в 40-х годах прошлого века предпринимались попытки решения этой проблемы. В 1947 и 1959 годах Н. А. Wheeler опубликовал статьи [4, 14], в которых дал определение электрически малых антенн *ESA*. *ESA* – это антенны, для которых справедливо следующее соотношение: $K \times \alpha < 1$. Здесь $K = 2\pi/\lambda$ – модуль волнового вектора, α – радиус *Антенной сферы (Antenna Sphere, AS)*, охватывающей максимальный размер дипольной антенны (или радиус соответствующей полусферы для случая монополя). В этом случае для *ESA* справедливо следующее соотношение [14]:

$$(\pi \times D) / \lambda < 1. \quad (2)$$

В [14], также, было введено понятие *Радианной сферы (Radian Sphere, RS)*, которое используется в теории антенн. Поверхность

этой сферы часто интерпретируется как эталонная граница между ближним и дальним полями, создаваемыми излучающей *ESA*. На рис. 1 схематически показана дипольная *ESA* ([14,15]), заключенная в воображаемую *RS* с радиусом $r = \lambda/2\pi$, внутри которой находится *AS* с радиусом α , охватывающим максимальный размер реальной дипольной антенны. Поверхность *RS* является границей ближнего поля, создаваемого *ESA*. В объеме между сферами сосредоточена колебательная энергия электрических и (или) магнитных полей, возбуждаемых *ESA*, т. е. реактивная энергия, нераспространяющаяся в дальнюю зону. Нераспространяющиеся волны – это волны, у которых одна компонента волнового вектора является мнимой⁴. В дальней зоне эти компоненты ближнего поля отсутствуют. В то же время возбуждаемые в объеме между сферами поперечные электромагнитные волны (*TEM*) свободно распространяются в дальней зоне, за пределами *RS* и образуют поток электромагнитной энергии, излучаемый антенной.

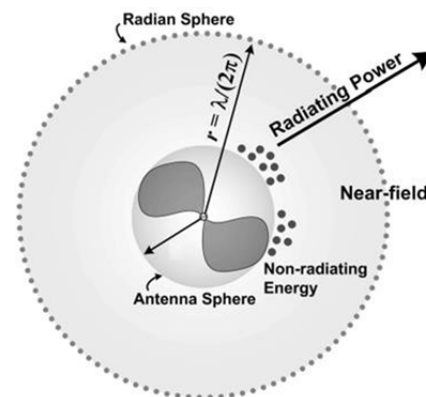


Рис. 1. Дипольная *ESA*, заключенная в воображаемую радианную сферу

Таким образом, можно считать, что *AS* сама непосредственно не излучает ЭМ энергию в дальнюю зону (в свободное пространство). Антенна нужна для создания электрического и магнитного полей в непосредственной близости от неё. А эти поля уже служат источниками излучения, в них зарождаются *TEM* электромагнитные волны, которые затем распространяются в окружающей среде. Дей-

⁴ В оптике нераспространяющиеся в дальнюю зону ЭМ волны теплового излучения, существующие на расстояниях от поверхностей меньших $\lambda/2\pi$, называют эванесцентными волнами.

ствительно, создаваемые *ESA* высокочастотные потенциалы противоположной полярности в плечах диполя, приводят к тому, что в окружающей диполь среде возбуждаются переменные электрические и магнитные поля. Их интенсивность (напряжённость) быстро убывает по мере удаления от границ *AS* и за пределами *RS* этих полей уже нет.

Пространство вокруг *AS*, ограниченное *RS*, называют ближней зоной. Колебания электрического и магнитного полей ближней зоны сдвинуты по фазе друг относительно друга на угол близкий к 90° . Таким образом для питающего антенну источника ближняя зона представляет собой преимущественно реактивную нагрузку, эквивалентную по своим свойствам высокодобротному колебательному *LC* контуру. Отметим еще раз, что в свободное пространство излучают поля ближней зоны⁵, которые создаёт *ESA*. С помощью антенны источник колебаний накачивает энергию в ближнюю зону, восполняя её потери, в том числе потери на излучение. Поля ближней зоны ограничены *RS*. Размер этой сферы – это эффективный размер излучающей виртуальной антенны.

Радио и оптические излучения, распространяющиеся в свободном пространстве, являются *ТЕМ*-волнами, отличающимися только частотными диапазонами. Учитывая вышесказанное, можно считать, что для всех перечисленных выше *RE*, излучающими антеннами являются не сами эти объекты, а создаваемые ими электрические и магнитные поля, находящиеся внутри *RS*. Размеры *RS*, которые равны $D_R = \lambda/\pi$ всегда много больше геометрических размеров самих *RE*, никак не зависят от физических размеров самих *RE* и определяются только длиной излучаемой волны.

Например, для атома водорода, имеющего диаметр $D_H = 1,58 \times 10^{-10}$ м, излучающего на длине волны $0,6562 \times 10^{-6}$ м (переход 3–2, серия Бальмера) одну *RM*, размер виртуальной излучающей антенны (т. е. размер *RS*) $D_R = \lambda/\pi = 2,089 \times 10^{-7}$ м, а отношение $D_R/D_H = 1,974 \times 10^3$. Таким образом, у атома водорода эффективный размер излучающей антенны почти в 2000 раз больше самого атома и соизмерим с излучаемой длиной волны.

В этом случае становится понятно, почему даже такой маленький (по сравнению с длиной излучаемой волны) объект как атом, может излучать в свободное пространство *ТЕМ*-волны.

Таким образом из (1) следует, что для всех *RE* (независимо от их размеров) $M_{\lambda R}$ – число пространственно-спектральных мод, излучаемых *RS* в телесном угле 4π с длиной волны λ , всегда равно единице:

$$M_{\lambda R} = \left(4\pi \frac{\pi (D_R)^2}{4} \right) / \lambda^2 = 1. \quad (3)$$

Представляет интерес рассмотреть (на примере *ESA*) факторы, определяющие зависимость энергии *RM* от отношения длины волны к размеру *RE*.

В 1948 году Chu L. J. формулирует фундаментальные пределы *Q*-добротности для *ESA* с линейной и круговой поляризациями, вписанных в *RS* [16]. Добротность характеризовалась отношением электромагнитной энергии *W*, накопленной внутри *RS* окружающей *ESA*, умноженной на ω , к мощности P_{rad} , излучаемой за ее пределы в дальнюю зону:

$$Q = \omega \times W / P_{rad}, \quad (4)$$

где *W* – неизлучаемая энергия, накапливаемая либо электрическим, либо магнитным полем (в зависимости от типа диполя), а ω обозначает круговую частоту электромагнитных колебаний. Chu L. J. получил приближенные выражения для добротности *ESA* в случае вертикальной линейной и круговой поляризации при $K \times \alpha \rightarrow 0$. Далее R. F. Harrington уточнил теорию Chu L. J. [17]. Он рассчитал эффекты размера антенны, усиления и минимальной *Q* для ближней и дальней зоны дифракции поля для волн линейной и круго-

⁵ Развивая эти соображения, можно представить *RS* в виде согласующего устройства между источником колебаний и внешней средой. Его входное сопротивление равно входному сопротивлению антенны в точке питания от источника колебаний, а выходное равно волновому сопротивлению среды (для вакуума это 377 Ом). Для электрических диполей очень малых размеров (например, атомов) выходное сопротивление может на много порядков быть больше волнового сопротивления вакуума [5]. В результате чего энергия кванта на возбужденном уровне излучается «заторможено», т. е. за много периодов колебаний.

вой поляризации. Тем не менее, проблема расчетов добротности *ESA* оставалась актуальной, поскольку Q напрямую связана с реактивной мощностью излучения, а расчеты реактивной части мощности излучения сложны и приближены. В последующие годы (вплоть до настоящего времени) теория и техника *ESA*-радиоантенн интенсивно развивалась усилиями многих известных исследователей: R. E. Collin and S. Rothschild [18], R. C. Hansen [19], McLean J. S. [20], которые предложили различные уточненные варианты математических выражений, описывающих зависимости добротности $Q(K \times \alpha)$ *ESA*-радиоантенн от их относительных (по сравнению с излучаемой длиной волны) размеров. Все эти зависимости практически совпадают при $K \times \alpha < 0,3$ и показывают быстрое увеличение добротности *ESA*-радиоантенн (и, соответственно, уменьшение доли энергии, излучаемой в дальнюю зону) по мере уменьшения $K \times \alpha$. Зависимости $Q(K \times \alpha)$ показывают теоретический предел уменьшения размеров антенн по отношению к излучаемым длинам радиоволн. Следует отметить, что этот предел имеет фундаментальный характер и вероятно обусловлен дифракционными эффектами. Это подтверждается тем, что в приведенных ниже формулах (8) и (9) добротность $Q(K \times \alpha)$ зависит только от размеров антенны и длины излучаемой волны.

Разработка математической модели для расчета мощности и коэффициента излучения СЧ

Ранее было отмечено, что оптические, инфракрасные и радиоизлучения, распространяющиеся в свободном пространстве, являются *ТЕМ* волнами, отличающимися только частотными диапазонами, поэтому природа фундаментальных ограничений, показывающих увеличение доли энергии неизлучаемой в дальнюю зону (по отношению к излучаемой энергии) при уменьшении относительных размеров, одинакова для как *ESA* радиоантенн, так и для СЧ и *RE*.

Исходя из этих соображений, в [21] мы предложили использовать для разработки новой методики расчетов тепловых излучений СЧ следующие выражения для Q , описываю-

щие зависимости добротности *ESA*-радиоантенн от их относительных геометрических размеров [17]:

$$Q = \frac{1}{2K^3\alpha^3} + \frac{1}{K\alpha} + \sqrt{\frac{1}{4K^6\alpha^6} + \frac{1}{K^2\alpha^2}}, \quad (5)$$

$$Q_1 = \frac{1}{K^3\alpha^3} + \frac{1}{K\alpha}. \quad (6)$$

Результаты расчетов Q по выражению (5) очень мало отличаются от результатов расчетов по часто приводимому во многих работах [15, 18] упрощенному выражению (6). Поэтому в дальнейшем мы будем использовать выражение (6).

Следует обязательно отметить, что *ESA*-антенны не обеспечивают полностью взаимность между режимами излучения и приема. Результаты, полученные для *ESA* передающих антенн, не могут быть в полной мере распространены на аналогичные приемные *ESA*-антенны, поскольку предположение о сферичности⁶ излучаемых волн не является справедливым для принимаемых волн, так как фронт электромагнитных волн, принимаемых из дальней области поля, практически плоский. Это не позволяет строго использовать теорему взаимности между режимами излучения и приема. Поэтому зависимости $Q(K \times \alpha)$, выведенные для описания процессов излучения *ESA*-радиоантенн, мы в дальнейшем будем использовать для построения математической модели, описывающей только излучения СЧ и *RE*. Процессы поглощения теплового излучения СЧ будем рассчитывать с использованием модовой теории [1, 3, 22].

Выполним расчеты излучаемой мощности в зависимости от частот излучаемых волн и диаметра графитового шарика, температура которого равна T . Приведем основные соотношения, применяемые в дальнейших расчетах, в которых используются следующие обозначения (размерность в СИ): h , k , σ , c – соответственно, постоянные Планка, Больц-

⁶ В сферических волнах электромагнитная энергия вблизи поверхности излучателя в основном сосредоточена в ближних полях (реактивных полях), которые не вносят вклада в дальнее поле, что соответственно приводит к снижению коэффициента излучения.

мана, Стефана-Больцмана и скорость света; D – диаметр шарика; S_{csa} – площадь поперечного сечения шарика, $S_{csa} = \pi D^2/4$; Ω – телесный угол в котором излучает (поглощает) полусфера поверхности шарика; ε_i – коэффициент поглощения материала из которого сделан шарик.

Для расчета теплового потока, излучаемого СЧ, используем результаты работ [10, 21, 22]. Мы исходили из представления о том, что тепловое излучение, распространяющееся в свободном пространстве в телесном угле Ω в виде полихроматического пучка сечением S_{csa} в его основании, можно представить набором монохроматических лучей (пространственно-спектральных мод), число которых равно $M(\nu, D)$ (1). Пусть:

$W_o(\nu, T)$ – энергия одной пространственной моды с частотой ν , излучаемой черным телом с температурой T [1]:

$$W_o(\nu, T) = \frac{h\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \quad (7)$$

$\Psi_{abc}(\nu, T, D)$ – сумма энергии, излучаемой в свободное пространство и неизлучаемой энергии⁷, накопленной в RS на частоте ν за время, равное $1/2\pi\nu$.

$\Psi_{abc}(\nu, T, D)$ может быть рассчитана путем произведения числа мод $M(\nu, D)$, излучаемых полусферой СЧ в телесном угле $\Omega = 2\pi$ (в виде пучка с площадью поперечного сечения S_{csa}), на энергию каждой моды $W_o(\nu, T)$, причем это произведение необходимо умножить на 4. (Множитель 4 появляется при учете излучения двумя полусферами поверхности шарика и учете двух возможных поляризаций излучаемых мод).

$$\Psi_{abc}(\nu, T, D) = 4\varepsilon_i W_o(\nu, T) \times M(\nu, D), \quad (8)$$

где $M(\nu, D) = \frac{S_{csa} \Omega \nu^2}{c^2}$

Следует отметить, что $\Psi_{abc}(\nu, T, D)$ может также быть рассчитана с использованием формулы Планка по следующему выражению:

$$\Psi_{abc}(\nu, T, D) = \varepsilon_i \pi D^2 \times P_{Plank}(\nu, T). \quad (9)$$

$$\text{Здесь } P_{Plank}(\nu, T) = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2 \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}. \quad (10)$$

Формулы (8) и (9) справедливы только для тех частот $\nu \geq c/\lambda_{cutoff}$, при которых длины излучаемых волн будут меньше или равны λ_{cutoff} .

Моды с этими частотами свободно излучаются в дальнее поле, т. к. в этих случаях $M \geq 1$ и выходное сопротивление излучателя равно волновому сопротивлению среды. Для частот $\nu < c/\lambda_{cutoff}$ (как было отмечено выше) $M < 1$ и виртуальной излучающей антенной становится не поверхность частицы, а электрические и магнитные поля внутри RS . В этих случаях энергия каждой пространственно-спектральной RM становится зависимой от отношения длины излучаемой волны к геометрическому размеру частицы и быстро уменьшается при увеличении этого отношения.

Тогда,

$$\begin{aligned} P_{abc}(\nu, T, D) &= \omega \times \Psi_{abc}(\nu, T, D) = \\ &= 2\pi\nu \times \Psi_{abc}(\nu, T, D) \end{aligned} \quad (11)$$

где $P_{abc}(\nu, T, D)$ – сумма мощности, излучаемой частицей в свободное пространство и неизлучаемой реактивной мощности электрических и (или) магнитных колебаний на частоте ν внутри RS . Далее, если $\Psi_R(\nu, T, D)$ – неизлучаемая в свободное пространство энергия (реактивная энергия) электрических и (или) магнитных колебательных полей на частоте ν , накопленная за время $1/2\pi\nu$ внутри RS , а $P_R(\nu, T, D)$ – неизлучаемая в свободное пространство мощность (реактивная мощность) электрических и (или) магнитных колебаний на частоте ν внутри RS , то

$$\begin{aligned} P_R(\nu, T, D) &= \omega \times \Psi_R(\nu, T, D) = \\ &= 2\pi\nu \times \Psi_R(\nu, T, D). \end{aligned} \quad (12)$$

⁷ Неизлучаемая энергия образует RS и накапливается в ней при частотах $\nu < c/\lambda_{cutoff}$.

При этом для $P_{rad}(\nu, T, D)$ – мощности, излучаемой частицей в свободное пространство на частоте ν , выражение для добротности $Q(\nu, D)$ запишется в соответствии с (4) и (6) в следующем виде:

$$Q_1(\nu, D) = \frac{\omega \times \Psi_R(\nu, T, D)}{P_{rad}(\nu, T, D)} = \frac{c^3}{\pi^3 D^3 \nu^3} + \frac{c}{\pi D \nu}. \quad (13)$$

Будем считать, что

$$P_{abc}(\nu, T, D) = P_R(\nu, T, D) + P_{rad}(\nu, T, D), \quad (14)$$

$$\text{тогда } P_{rad}(\nu, T, D) = \frac{P_{abc}(\nu, T, D)}{Q_1(\nu, D) + 1} \quad (15)$$

$$\text{и } P_R(\nu, T, D) = Q_1(\nu, D) \times P_{rad}(\nu, T, D). \quad (16)$$

Приведем для сравнения следующие выражения для вычисления спектральных мощностей, использующие формулы Планка с учетом площади поверхности шара:

$$P_{Pabc}(\nu, T, D) = 2\pi\nu\epsilon_i\pi D^2 P_{Plank}(\nu, T) \quad (17)$$

$$P_{Prad}(\nu, T, D) = \frac{P_{Pabc}(\nu, T, D)}{Q_1(\nu, D) + 1} \quad (18)$$

Где $P_{Pabc}(\nu, T, D)$ – сумма мощности, излучаемой частицей в свободное пространство и неизлучаемой реактивной мощности электрических и (или) магнитных колебаний на частоте ν внутри Радианной сферы, а $P_{Prad}(\nu, T, D)$ – мощность, излучаемая частицей в свободное пространство на частоте ν , рассчитанные с помощью формулы Планка.

Отметим, что приведенные выше выражения справедливы для одночастотного режима как для ESA-радиоантенн, так и для СЧ.

Нагретые тела излучают в широком спектральном диапазоне. Поэтому для описания этих процессов проведем (в диапазоне частот $10^{12} \div 5 \times 10^{15}$ Гц) интегрирование энергий – энергии СЧ, излучаемой в свободное пространство и неизлучаемой энергии внутри RS. В результате получим выражения для соответствующих мощностей теплового излучения:

$$\Phi_{abc}(\nu, T, D) = \int_{10^{12}}^{5 \times 10^{15}} \Psi_{abc}(\nu, T, D) d\nu \quad (19)$$

$$\Phi_R(\nu, T, D) = \int_{10^{12}}^{5 \times 10^{15}} \frac{1}{2\pi\nu} Q_1(\nu, D) P_{rad}(\nu, T, D) d\nu \quad (20)$$

$$\Phi_{rad}(\nu, T, D) = \int_{10^{12}}^{5 \times 10^{15}} \frac{1}{2\pi\nu} \frac{P_{abc}(\nu, T, D)}{Q_1(\nu, D) + 1} d\nu. \quad (21)$$

Здесь $\Phi_{abc}(\nu, T, D)$ – сумма мощности, излучаемой в свободное пространство и неизлучаемой мощности, поступающих в RS, $\Phi_R(\nu, T, D)$ – неизлучаемая в свободное пространство мощность (реактивная мощность) электрических и магнитных колебаний полей внутри RS, $\Phi_{rad}(\nu, T, D)$ мощность, излучаемая частицей в свободное пространство. Приведем для сравнения следующие выражения для мощностей, использующие формулы Стефана-Больцмана и Планка:

$$\Phi_{SB}(T) = \epsilon_i \pi D^2 \sigma T^4 \quad (22)$$

$$\Phi_{Prad}(\nu, T, D) = \epsilon_i \pi D^2 \int_{10^{12}}^{5 \times 10^{15}} \frac{P_{Plank}(\nu, T)}{Q_1(\nu, D) + 1} d\nu \quad (23)$$

Где $\Phi_{SB}(T)$ – сумма мощности, излучаемой в свободное пространство и неизлучаемой мощности поступающей в RS, рассчитанная по формуле Стефана-Больцмана;

$\Phi_{Prad}(\nu, T, D)$ – мощность, излучаемая частицей в свободное пространство, рассчитанная с использованием формулы Планка.

Еще раз отметим, что формулы $\Phi_{abc}(\nu, T, D)$ и $\Phi_{SB}(T)$ пригодны для расчетов мощностей, излучаемых в дальнюю зону только для частот $\nu \geq c/\lambda_{cutoff}$, при которых длины излучаемых волн будут меньше или равны λ_{cutoff} .

Обсуждение результатов расчетов излучений СЧ

На рис. 2 приведены зависимости излучаемой и неизлучаемой (реактивной) мощности

от частоты ν , рассчитанные для графитового шарика диаметром 3×10^{-6} м, нагретого до температуры $T = 1273$ К.

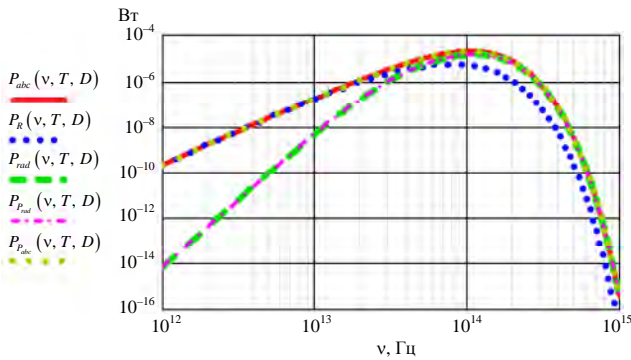


Рис. 2. Зависимости $P_{abc}(\nu, T, D)$, $P_R(\nu, T, D)$, $P_{rad}(\nu, T, D)$ от частоты ν рассчитаны с использованием представления излучаемого потока энергии набором пространственно-спектральных мод; для сравнения показаны зависимости $P_{Prad}(\nu, T, D)$, $P_{Pabc}(\nu, T, D)$, рассчитанные с использованием формулы Планка. Все зависимости рассчитывались при $D = 3 \times 10^{-6}$ м, $\epsilon_i = 0,7$ и $T = 1273$ К

Результаты расчетов показывают, что:

$P_{abc}(\nu, T, D)$ – зависимость, построенная на основе представления мощности теплового потока в виде набора мощностей монохроматических лучей (пространственных мод), полностью совпадает с $P_{Pabc}(\nu, T, D)$ – зависимостью на основе формулы Планка⁸. При этом для $\nu \geq 4,5 \times 10^{13}$ Гц (т. е. при $\nu \geq c/\lambda_{cutoff}$) зависимости $P_{abc}(\nu, T, D)$ и $P_{Pabc}(\nu, T, D)$ практически совпадают с зависимостью излучаемой мощности $P_{rad}(\nu, T, D)$. При $\nu < 4,5 \times 10^{13}$ Гц (т. е. при $\nu < c/\lambda_{cutoff}$) $P_{rad}(\nu, T, D)$ мощность, излучаемая в свободное пространство, становится меньше неизлучаемой мощности $P_R(\nu, T, D)$ и по мере уменьшения ν уменьшается быстрее, чем это показывают зависимости $P_{abc}(\nu, T, D)$ и $P_{Pabc}(\nu, T, D)$.

Это подтверждает, что при $M < 1$ нельзя пользоваться формулой Планка для расче-

та спектральных мощностей излучений объектов, которые мы выше назвали RE.

Выражение $P_{Prad}(\nu, T, D)$ полностью идентично выражению $P_{rad}(\nu, T, D)$, полученному нами с использованием представления излучаемого потока энергии набором пространственно-спектральных мод. Таким образом, для расчета спектральных мощностей излучения СЧ любых размеров и при любых температурах можно использовать любую из зависимостей: $P_{Prad}(\nu, T, D)$ или $P_{rad}(\nu, T, D)$.

Из (15) и графиков (см. рис. 2) $P_{rad}(\nu, T, D)$ следует, что уменьшение ν , (т. е. уменьшение относительных размеров частицы по отношению к λ) приводит к уменьшению (по сравнению с $P_{Pabc}(\nu, T, D)$, рассчитанной с использованием формулы Планка) мощностей излучения на длинных волнах и, следовательно, к увеличению относительной доли коротких волн в спектре. Таким образом, цвет излучающей частицы становится «более синим», чем это следует из формулы Планка.

На рис. 3 приведены излучаемая, полная и неизлучаемая (реактивная) мощности в зависимости от диаметра графитового шарика, нагретого до температуры $T = 1273$ К.

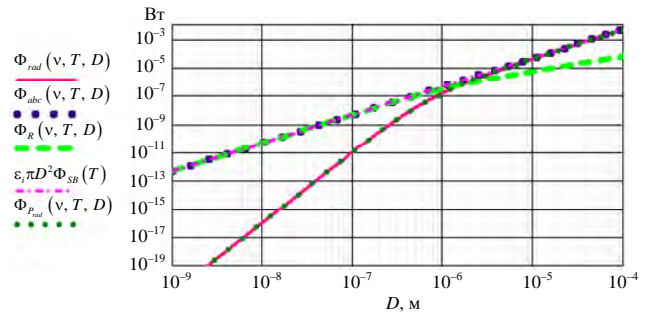


Рис. 3. Зависимости $\Phi_{rad}(\nu, T, D)$, $\Phi_{abc}(\nu, T, D)$, $\Phi_R(\nu, T, D)$ интегральных мощностей: излучаемой, полной и неизлучаемой (реактивной) мощности от диаметра графитового шарика, нагретого до температуры $T = 1273$ К. Зависимости $\Phi_{SB}(T)$ и $\Phi_{Prad}(\nu, T, D)$ рассчитаны (для сравнения) с использованием формул Стефана-Больцмана и Планка

Результаты расчетов показывают, что, зависимость $\Phi_{abc}(\nu, T, D)$, рассчитанная с использованием представления излучаемого потока энергии набором пространственно-спектральных мод, полностью совпадает с зависимостью $\epsilon_i \pi D^2 \Phi_{SB}(T)$, рассчитанной по

⁸ Это доказывает полную идентичность полученной (с использованием представления излучаемого потока энергии набором пространственных спектральных мод) нами формулы $\Psi_{abc}(\nu, T, D) = 4\epsilon_i W_0(\nu, T) \times M(\nu, D)$ с формулой Планка. Таким образом, $\Psi_{abc}(\nu, T, D)$ это другой вариант написания формулы Планка.

формуле Стефана-Больцмана⁹. При $D > 3 \times 10^{-6}$ м эти зависимости совпадают с $\Phi_{rad}(v, T, D)$ – зависимостью интегральной мощности излучения от диаметра шарика. Но при $D < 3 \times 10^{-6}$ м зависимости $\Phi_{abc}(v, T, D)$ и $\epsilon_i \pi D^2 \Phi_{SB}(T)$ дают неправильные результаты. Таким образом, формула Стефана-Больцмана неприменима для расчета интегральной мощности излучений при малых размерах СЧ (в рассматриваемом примере при $D < 3 \times 10^{-6}$ м).

Зависимость $\Phi_{rad}(v, T, D)$, рассчитанная с использованием представления излучаемого потока энергии набором пространственно-спектральных мод, полностью совпадает с зависимостью $\Phi_{Prad}(v, T, D)$, рассчитанной с использованием формулы Планка. Таким образом, для расчета интегральных мощностей излучения СЧ любых размеров и при любых температурах можно использовать любую из зависимостей $\Phi_{rad}(v, T, D)$ или $\Phi_{Prad}(v, T, D)$.

На рис. 4 приведена $\epsilon(v, T, D)$ – зависимость коэффициента излучения графитового шарика, нагретого до температуры 1273 К от его диаметра. Расчет проводился по следующему выражению:

$$\epsilon(v, T, D) = \frac{\Phi_{rad}(v, T, D)}{\pi D^2 \Phi_{SB}(T)} \quad (24)$$

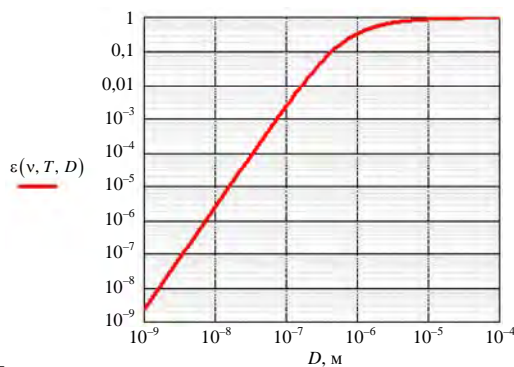


Рис. 4. Зависимость коэффициента излучения $\epsilon(v, T, D)$ графитового шарика, нагретого до температуры 1273 К, от его диаметра

⁹ Это доказывает полную идентичность полученной (с использованием представления излучаемого потока энергии набором пространственных спектральных мод) нами формулы: $\Phi_{abc}(v, T, D) = \int_{10^{12}}^{5 \times 10^{15}} \Psi_{abc}(v, T, D) dv$ с формулой Стефана-Больцмана. Таким образом $\Phi_{abc}(v, T, D)$ – это другой вариант написания формулы Стефана-Больцмана.

Видно, что излучательная способность практически не зависит от размеров шарика при $D > (4,5-5) \times 10^{-6}$ м. На этом участке шарик можно считать «большим» объектом и его излучение полностью описывается формулами Планка и Стефана-Больцмана. При $D < (4,5-5) \times 10^{-6}$ м коэффициент излучения становится зависимым от размеров шарика и для расчетов его излучения уже нельзя применять формулы Планка и Стефана-Больцмана. При $D < 4 \times 10^{-7}$ м коэффициент излучения уменьшается примерно пропорционально D^3 . Уменьшение размеров приводит к увеличению относительной доли Радианных мод в спектре излучения шарика и следствием этого является соответствующее уменьшение коэффициента излучения.

Оценка радиационных времен Радианных излучателей и обсуждение результатов

Как было отмечено выше, СЧ (наряду с обычными модами) могут излучать (при $\lambda > \lambda_{cutoff}$) и Радианные моды. Однако RE – Радианные излучатели (к ним относится и атом водорода) способны излучать только RM.

Воспользуемся боровской моделью атома и проведем (по известным формулам, приведенным во многих работах) оценочные расчеты D – диаметров орбиталий, ω – угловых частот колебаний и τ – радиационных времен жизни следующих возбужденных состояний атома водорода:

$n = 2$, переход $2p \rightarrow 1s$ (Серия Лаймана, $\lambda = 1215,7 \times 10^{-10}$ м);

$n = 3$, переход $3p \rightarrow 2s$ (Серия Бальмера, $\lambda = 6562,82 \times 10^{-10}$ м);

$n = 4$, переход $4f \rightarrow 3d$ (Серия Пашена, $\lambda = 18750 \times 10^{-10}$ м).

В результате получим:

$$D_{2p} = 4,423 \times 10^{-10} \text{ м}; \quad \omega_{2p-1s} = 1,549 \times 10^{16} \text{ рад/с};$$

$$\tau_{2p} = 1,001 \times 10^{-10} \text{ с};$$

$$D_{3p} = 9,521 \times 10^{-10} \text{ м}; \quad \omega_{3p-2s} = 2,871 \times 10^{15} \text{ рад/с};$$

$$\tau_{3p} = 3,446 \times 10^{-9} \text{ с};$$

$$D_{4f} = 16,92 \times 10^{-10} \text{ м}; \quad \omega_{4f-3d} = 1,01 \times 10^{15} \text{ рад/с};$$

$$\tau_{4f} = 2,525 \times 10^{-8} \text{ с}.$$

Теперь, используя предложенные нами представления о том, что атом является RE – Радианным излучателем и полученные выше

численные величины D и ω , проведем для сравнения оценочный расчет радиационных времен жизни тех же возбужденных состояний атома водорода по формуле:

$$\tau = \frac{W}{P_{rad}(v, D)} = \frac{Q_1(v, D) + 1}{\omega} = \frac{Q_1(v, D) + 1}{2\pi\nu} \quad (25)$$

где W – энергия кванта излучения с длиной волны λ .

В результате получим:

$$\tau_{2p} = 4,242 \times 10^{-11} \text{ с}; \quad \tau_{3p} = 3,679 \times 10^{-9} \text{ с}; \quad \tau_{4f} = 4,322 \times 10^{-8} \text{ с}.$$

Проведем также расчет этих времен жизни по следующей формуле, приведенной в [23]:

$$\frac{1}{\tau_{fi}} = \frac{2,678 \times 10^9}{(n_f n_i)^2} \text{ с}^{-1}. \quad (26)$$

В результате получим:

$$\tau_{2p} = 1,4937 \times 10^{-9} \text{ с}; \quad \tau_{3p} = 1,3443 \times 10^{-8} \text{ с}; \quad \tau_{4f} = 5,377 \times 10^{-8} \text{ с}.$$

И, наконец, для сравнения приведем результаты экспериментальных измерений тех же времен, приведенные в [24]:

$$\tau_{2p} = 1,6 \times 10^{-9} \text{ с}; \quad \tau_{3p} = (5,2-5,8) \times 10^{-9} \text{ с}; \quad \tau_{4f} = (7,25-7,3) \times 10^{-8} \text{ с}.$$

Видно, что проведенные по формуле (25), оценки времен спонтанного излучения с нижних возбужденных уровней (каждый из которых принадлежал к одной из трех спектральных серий излучения атома водорода) не противоречат результатам расчетов по боровской модели атома, расчетам по формуле (26) и экспериментальным данным. Вероятно, спонтанное время жизни возбужденного уровня атома, как это следует из формулы (25), которая характеризует его антенные возможности, определяется только D – диаметром орбитали электрона на этом уровне и частотой (энергией) излучения. Излучение одного кванта энергии происходит в виде цуга длительностью, например, $\tau_{3p} = 3,679 \times 10^{-9}$ с, за время которого электрон успевает совершить ($\omega \times \tau = 1,0562 \times 10^7$) 10 миллионов оборотов (колебаний) относительно ядра, т. е. за один период излучается лишь одна десяти-миллионная доля энергии кванта. Такое «заторможенное» излучение связано (как мы от-

мечали выше, проводя аналогию с *ESA*) с очень малыми размерами атома по отношению к длине излучаемой волны, в результате чего излучающей антенной становится не сам атом, а *RS* вокруг атома, излучающая «заторможенную» и, следовательно, «маломощную» *RM*. Как это видно из формулы (25), скорость (и, следовательно, мощность) излучения атома, а также любого другого *RE*, (например, кластера или квантовой точки) можно было бы гипотетически увеличить в сотни тысяч раз, если «присоединить» к нему антенну с размерами, равными половине длины излучающей волны. (Например, разместить на расстоянии меньшем диаметра *RS* оптическую наноантенну [25, 26]).

Другой путь увеличения скорости (мощности) излучения (как скопления *RE*, так и каждого *RE* в этом скоплении), заключается в объединении отдельных *RE*-излучателей, таким образом, чтобы L – расстояние между ними было меньше диаметра *RS* $L < D_R = \lambda/\pi$. В этом случае электрические поля возбужденных атомов могут взаимодействовать – складываться или вычитаться, поэтому скопление N таких частиц может излучать синхронно, как излучают атомы в каждой спектрально-пространственной моде «большого» тела. Интенсивность их суммарного излучения будет много больше (в соответствии с формулой (27) и с учетом того, что энергия суммы полей пропорциональна квадрату результирующего электрического поля), чем сумма N излучений отдельных атомов, находящихся на расстояниях существенно больших диаметров их *RS*.

Сделаем оценки скоростей излучения для скоплений атомов, находящихся на расстояниях друг от друга меньших D_R .

Пример 1

Предположим, что мы поместили в прозрачный для рассматриваемого излучения шар n атомов водорода, расположенных на расстояниях друг от друга, равных $D_R/5$. Пусть: $D_S = \lambda/2 = Z \times (D_R/5)$, где D_S – диаметр шара; Z – число атомов на длине диаметра; $N_v = n/5$, где N_v – число возбужденных на уровень $3p$ атомов водорода; $\lambda = 6562,82 \times 10^{-10}$ м.

$$P_{rad}(v, D) = \frac{\omega \times W}{Q_1(v, D) + 1} = \frac{2\pi\nu \times h\nu}{Q_1(v, D) + 1}. \quad (27)$$

Используя формулы (25) и (27), рассчитаем τ – время излучения и P_v – мощность излучения возбужденных атомов, находящихся внутри шара. В результате получим: $\tau = 7,24 \times 10^{-16}$ с; $P_v = 0,0287$ Вт; (при $n = 343$, давлении $p = 19$ атм. и температуре $T = 300$ К).

В случае если бы эти возбужденные атомы находились на расстояниях друг от друга больших D_R , каждый атом излучал бы независимо от другого со средним временем жизни $\tau = 3,678 \times 10^{-9}$ с. Тогда $P_\Sigma = 5,65 \times 10^{-9}$ Вт, где P_Σ – суммарная мощность излучения отдельных N_v атомов.

Таким образом, N_v атомов газа в шаре излучают синхронно как одна антенна¹⁰ с размерами $D_S = \lambda/2$, в результате чего достигается (как в рассматриваемом примере) увеличение скорости и соответственно мощности излучения почти на 6 порядков, по сравнению с тем же количеством возбужденных атомов, излучающих независимо друг от друга.

Пример 2

Оценим по формуле (25) τ_c – среднее время излучения атомов вольфрама в кластере диаметром $D_c = 3,62 \times 10^{-9}$ м, содержащем $n = 1545$ атомов. Температура кластера $T = 4000$ К; $\lambda_{\max} = 0,724 \times 10^{-6}$ м; диаметр атома вольфрама $D = 2 \times 10^{-10}$ м. Для сравнения, оценим также по этой же формуле τ_a – среднее время излучения атомов вольфрама, которые находятся в парообразном состоянии при температуре $T = 4000$ К, на расстояниях друг от друга больших D_R . В результате получим: $\tau_c = 9,92 \times 10^{-11}$ с; $\tau_a = 5,88 \times 10^{-7}$ с; $\tau_a/\tau_c = 5,93 \times 10^3$.

Таким образом, скорость (и соответственно мощность) излучения 1545 атомов, объединенных в кластер (в нашем примере) более чем на 3 порядка превосходит скорость, а также мощность излучения каждого из 1545 отдельных атомов в паре. Это обусловлено тем, что диаметр кластера много больше диаметра отдельного атома и, следовательно, кластер является более эффективной антенной, чем отдельный атом. Вероятно, этим объясняется перспективность использования кластеров в газоразрядных источниках света [27] и роль пылинок в энергетическом балансе плазмы [8]. Кластеры в газоразрядной плазме практически не влияют на ее электрические параметры, однако ее излучение в основном создается кластерами.

Пример 3

С помощью формулы (25) можно также сделать оценки τ_{CQD} – минимальных радиационных

времен квантовых точек, определяемых только их антенными размерами. В качестве примера приведем результаты такой оценки для углеродных квантовых точек (CQD), характеристики которых приведены в [28]. В качестве исходных примем следующие значения: $\lambda = 0,594 \times 10^{-6}$ м, $D = 1,5 \times 10^{-10}$ м, $D_S = 2,88 \times 10^{-9}$ м (где λ – длина излучаемой волны, D – диаметр атома углерода, D_S – диаметр квантовой точки). В результате расчета получим: $\tau_{CQD} = 92,9 \times 10^{-12}$ с. В случае если то же количество возбужденных атомов углерода находилось в виде пара, на расстояниях, друг от друга существенно превышающих D_R , радиационная длительность излучения каждого отдельного атома была бы: $\tau_a = 6,57 \times 10^{-7}$ с. Однако, результаты наших оценочных расчетов τ_{CQD} , в которых учитывались только антенные возможности CQD, сильно отличаются от результатов измерений τ_{CQD} , приведенных в различных работах [29], в которых исследовались CQD, возбуждаемые оптическим излучением.

Измеренные τ_{CQD} – длительности затухания люминесценции CQD¹¹ имеют большой разброс и находятся в пределах: $\tau_{CQD} = 0,68 \times 10^{-9}$ с – 45×10^{-9} с. Тем не менее, эти времена существенно (почти на 1÷2 порядка) меньше τ_a – длительности излучения изолированных атомов углерода, поэтому квантовая точка из n атомов должна иметь почти на два порядка более высокую мощность излучения, чем суммарная мощность излучения n отдельных атомов. Таким образом, n атомов, объединенных в квантовую точку, также являются эффективным источником излучения с очень узкой спектральной линией.

Интересна роль пылинок (часть из которых могут излучать как кластеры, а часть как квантовые точки) в свечении Серебристых облаков.

В [10] была предложена следующая гипотеза о природе свечения Серебристых облаков. Серебристые облака представляют собой скопления межпланетных частиц с высокими температурами сублимации (вероятно, это

¹¹ На время флуоресценции CQD влияют два фактора противоположной направленности: увеличение размера квантовой точки приводит (см. формулу (26)) к улучшению ее антенных свойств и к уменьшению времени флуоресценции. Однако точки большего размера имеют более близко расположенные энергетические уровни, на которых может быть захвачена пара электрон-дырка. Следовательно, электронно-дырочные пары в более крупных точках живут дольше, поэтому более крупные точки могут иметь более длительные времена жизни.

¹⁰ Этот вывод справедлив также и для любых скоплений атомов, образующих капельки или твердые частицы.

смесь углеродных, оливиновых, пироксеновых, кремниевых и железных частиц) с размерами менее 0,2–0,25 мкм, нагретых солнечным и земным излучением до высоких температур.

Нам представляется, что квантовые точки из углерода, кремния, железа и других элементов (некоторые из которых могут быть покрыты ледяной пленкой [30]), присутствующие в скоплениях межпланетной и межзвездной пыли на высотах 70–100 км [31]), также вносят свой вклад в свечение Серебристых облаков. Действительно, частицы на высотах 70–90 км облучаются солнечным излучением с длинами волн от 180 нм и более, которое может служить источником оптического возбуждения различных по составу и размерам квантовых точек (КТ). Более крупные КТ диаметром 5–6 нм излучают более длинные волны таких цветов, как оранжевый или красный. КТ меньшего размера (2–3 нм) излучают более короткие волны, создавая синий и зелёный свет. Результирующий цвет будет определяться распределением частиц по размерам и их химическим составом.

Однако, эта гипотеза требует дальнейшего теоретического обоснования и экспериментальной проверки.

Заключение

В заключение остановимся на механизме излучения микро и наночастиц и отметим основные результаты работы.

Механизм излучения микро и наночастиц определяется $\delta = D/\lambda$ – отношением их геометрических размеров D к длинам излучаемых волн λ .

При $\delta \gg 1$ частицы являются эффективными антеннами, их выходное сопротивление равно волновому сопротивлению среды (для вакуума это 377 Ом). Они излучают и поглощают энергию излучения как большие тела. Для них справедливы законы Планка, Стефана-Больцмана, Вина. Их излучение можно описать набором спектрально-пространственных мод (*ТЕМ*-волн) свободно распространяющихся в дальней зоне. При этом энергия каждой из этих мод (назовем их «нормальными» модами) определяется только температурой тела, длиной излучаемой волны, а также материалом частицы.

При $\delta \ll 1$ частицы (*Электрически малые антенны* – *ESA*) не являются эффективными антеннами, например для диполей очень малых размеров (атомов, кластеров, квантовых точек, *ESA*), их выходное сопротивление может на много порядков быть больше волнового сопротивления вакуума. Поэтому такие частицы сами непосредственно не излучают *ТЕМ*-волны в дальнюю зону. Виртуальной излучающей антенной становится не поверхность частицы, а электрические и магнитные поля внутри *RS*, размеры которой на 2–3 порядка превосходят размеры самой частицы и соизмеримы с длиной излучаемой волны. Эта *Радиянная сфера* излучает на каждой длине волны одну *Радиянную моду*, причем энергия каждой излучаемой *Радиянной моды* зависит от δ и очень быстро уменьшается при уменьшении δ . Такие частицы и *ESA* мы назвали *Радиянными излучателями* – *RE*.

Субволновые частицы при $\delta > 1$ имеют выходное сопротивление близкое к волновому сопротивлению вакуума и, следовательно, являются эффективными антеннами. Они излучают (как и большие тела) нормальные моды. При этом энергия каждой из этих мод определяется только температурой тела, длиной излучаемой волны, а также материалом частицы.

При $\delta < 1$ эти же субволновые частицы перестают быть эффективными антеннами, их размеры становятся существенно меньше их *Радиянных сфер*, которые начинают играть роль виртуальных излучающих антенн и излучать *Радиянные моды*. В этих случаях энергия каждой излучаемой *Радиянной моды* зависит от δ и очень быстро уменьшается при уменьшении δ .

На основе описанных выше представлений о механизме излучения микро и наночастиц была предложена новая методика расчетов мощностей и коэффициентов излучения СЧ и методика оценочных расчетов мощностей и характерных времен излучения *RE*.

В работе показано, что процессы излучения и поглощения микро и наночастиц в оптическом диапазоне могут быть рассчитаны с помощью формализма модовой теории излучений с использованием зависимости добротности электрически малых радиоантенн (*ESA*) от их относительных (по отношению к длине излучаемой волны) размеров. Преимущества

такого подхода заключаются в том, что он позволяет естественным образом учитывать дифракционные эффекты, и позволяет рассчитывать процессы излучения и поглощения не только «больших тел», но и микро и наночастиц. Дано описание методик, приведены результаты расчетов и их обсуждение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гальярди Р. М., Карп Ш. Оптическая связь. – М.: Связь, 1978.
2. Фридрихов С. А., Мовнин С. М. Физические основы электротехники. – М.: Высшая школа, 1982. С. 148.
3. Свиридов А. Н., Сагинов Л. Д. / Прикладная физика. 2021. № 2. С. 12–21.
4. Wheeler H. A. / Proc. of the IRE. 1947. December. P. 1479–1488.
5. Хлебцов Б. Н. / Математическое моделирование, компьютерный и натурный эксперимент в естественных науках. 2016. № 2. URL:mathmod.esrae.ru/2-10
6. Mie G. / Annalen der Physik. 1908. Vol. 25. P. 377.
7. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. – М.: Мир, 1986.
8. Мартыненко Ю. В., Огнев Л. И. / ЖТФ. 2005. Т. 75. № 11. С. 130–132.
9. Elzoukal M., Yang Ch., Albert A., Lubner S., Prasher R. / Cell Reports Physical Science. 2020. Vol. 1. № 12. P. 100259.
10. Sviridov A. N., Saginov L. D. / Journal of Communications Technology and Electronics. 2022. Vol. 67. Suppl. 1. P. S83–S88.
11. Свиридов А. Н., Сагинов Л. Д. / Прикладная физика. 2021. № 3. С. 17–25.
12. Свиридов А. Н., Сагинов Л. Д. / Прикладная физика. 2023. № 2. С. 44–55.
13. Князев Б. А., Кузьмин А. В. / Вестник НГУ. Серия: Физика. 2007. Т. 2. № 1. С. 108–122.
14. Wheeler H. A. / Proc. of the IRE. 1959. Vol. 47. P. 1325–1331.
15. Davis W. A., Yang T., Caswell E. D., Stutzman W. L. / IET Microwaves Antennas & Propagation. 2011. Vol. 5. № 11. P. 1297–1302. doi: 10.1049/iet-map.2010.0604
16. Chu L. J. / Journal of Applied Physics. 1948. Vol. 19 December. P. 1163–1175.
17. Harrington R. F. / J. Res. Nat. Bur. Stand. 1960. Vol. 64-D. Jan/Feb. P. 1–12.
18. Collin R. E., Rothschild S. / IEEE Trans. Ant. Prop. 1964. Vol. AP-12. Jan. P. 23–27.
19. Hansen R. C. / Proceedings of the IEEE. 1981. Vol. 69. № 2. P. 170–182.
20. McLean J. S. / IEEE Trans. Ant. Prop. 1996. Vol. 44. № 5. P. 672–676.
21. Свиридов А. Н., Сагинов Л. Д. / Прикладная физика. 2024. № 2. С. 18–30.
22. Sviridov A. N., Saginov L. D. / Journal of Communications Technology and Electronics. 2023. Vol. 68. Suppl. 2. P. S176–S183.
23. Mills R. L. / The grand unified theory of classical physics. Vol. 1. – Library of Congress Control Number 2023905641. 2023.
24. Веролайнен Я. Ф., Николаич А. Д. / УФН. 1982. Т. 137. № 2. С. 305–338. doi: 10.3367/UFNr.0137.198206d.0305
25. Харинцев С. С. Оптические антенны. – Казань: Казан. Университет, 2015.
26. Kumar N. / Electrical Engineering and Computer Sciences. 2013. May 17. <http://www.eecs.berkeley.edu/Pubs/TechRpts/2013/EECS-2013-107.html>
27. Смирнов Б. М. / УФН. 1997. Т. 167. № 11. С. 1169–1200.
28. Liu G., Zavelani-Rossi M., Han G., Haiguang Zhao, Vomiero A. / J. Mater. Chem. A. 2023. № 16. P. 8950–8960.
29. Ермолаев В. Л. / Оптика и спектроскопия. 2018. Т. 125. № 2. С. 247–263.
30. Бронштэн В. А. Серебристые облака и их наблюдение. – М.: Наука, 1984.
31. Новости. Астрономия для всех. Серебристые облака 20.06.2018. URL <https://www.roscosmos.ru/25217/>

PACS: 44.40.+a, 42.68Ay, 42.72.g

Mechanism of emission of micro- and nanoparticlesA. N. Sviridov¹, L. D. Saginov¹ and R. Z. Khafizov²¹FSAC VIM

5, 1st Institutsky proezd, Moscow, 109428 Russia

²ODB «ASTROHN» JSC

1, Parkovaya st., Lytkarino, Moscow Region, 140080 Russia

Received 23.10.2024; revised 14.11.2024; accepted 22.01.2025

The processes of emission and absorption by micro- and nanoparticles are calculated using the formalism of mode theory of radiation, employing the dependence of the quality factor

of electrically small radio antennas on their relative sizes (with respect to the wavelength being emitted). The formation of a Radiant sphere filled with evanescent waves (TE, TM) around the surface of the emitting particle is considered. These waves are not radiated into free space and represent oscillations of electric and magnetic fields at frequencies $\nu < c/\lambda_{\text{cutoff}}$ (for example, for a spherical particle, $\lambda_{\text{cutoff}} = 2.221 \times D$, where D is the diameter). For emissions at wavelengths greater than λ_{cutoff} , the particle ceases to be an effective antenna. In such cases, the surrounding Radiant spheres act as the emitting antennas in the far field. Particles whose sizes exceed the emitted wavelengths themselves are effective antennas. Using the proposed methodology, calculations of the powers and emission coefficients of micron and nanometer particles have been conducted.

Keywords: Planck's law; Stephan-Boltzmann law; emissivity; spatial-spectral mode; subwavelength particle; electrically small antenna (ESA); radiant sphere; quality factor; near field; far field; clusters; quantum dots; noctilucous (mesospheric) clouds.

REFERENCES

- Gagliardi R. M. and Karp Sh., Optical communication, New York, London, John Wiley & sons, 1976; Moscow, Svyaz, 1978.
- Friedrichov S. A. and Movnin S. M., Physical foundations of electrical engineering. Moscow, Higher School, 1982. pp. 148 [in Russian].
- Sviridov A. N. and Saginov L. D., Applied Physics, № 2, 12–21 (2021) [in Russian].
- Wheeler H. A., Proc. of the IRE, December, 1479–1488 (1947).
- Khlebtsov B. N., Mathematical modeling, computer and physical experiments in natural sciences, № 2 (2016) URL: mathmod.esrae.ru/2-10 [in Russian].
- Mie G., Annalen der Physik **25**, 377 (1908).
- Boren K. and Hafman D., Absorption and scattering of light by small particles, Moscow, Mir, 1986 [in Russian].
- Martynenko Yu. V. and Ognev L. I., ZhTF (Technical Physics) **75** (11), 130–132 (2005) [in Russian].
- Elzukul M., Jan Ch., Albert A., Lubner S. and Prasher R., Cell Reports Physical Science **1** (12), 100259 (2020).
- Sviridov A. N. and Saginov L. D., Journal of Communications Technology and Electronics **67** (Suppl. 1), S83–S88 (2022).
- Sviridov A. N. and Saginov L. D., Applied Physics, № 3, 17–25 (2021) [in Russian].
- Sviridov A. N. and Saginov L. D., Applied Physics, № 2, 44–55 (2023) [in Russian].
- Knyazev B. A. and Kuzmin A. V., Bulletin of the NSU. Series: Physics **2** (1), 108–122 (2007) [in Russian].
- Wheeler H. A., Proc. IRE **47** (Aug), 1325–1331 (1959).
- Davis W. A., Yang T., Caswell E. D. and Stutzman W. L., IET Microwaves Antennas & Propagation **5** (11), 1297–1302 (2011). doi: 10.1049/iet-map.2010.0604
- Chu L. J., Journal of Applied Physics **19** (December), 1163–1175 (1948).
- Harrington R. F., J. Res. Nat. Bur. Stand. **64-D** (Jan/Feb), 1–12 (1960).
- Collin R. E. and Rothschild S., IEEE Trans. Ant. Prop. **AP-12** (Jan.), 23–27 (1964).
- Hansen R. C., Proceedings of the IEEE **69** (2), 170–182 (1981).
- McLean J. S., IEEE Trans. Ant. Prop. **44** (5), 672–676 (1996).
- Sviridov A. N. and Saginov L. D., Applied Physics, № 2, 18–30 (2024) [in Russian].
- Sviridov A. N. and Saginov L. D., Journal of Communications Technology and Electronics **68** (Suppl. 2), S176–S183 (2023).
- Mills R. L. The grand unified theory of classical physics. Volume 1. Library of Congress Control Number 2023905641 (2023).
- Verolainen Y. F. and Nikolaich A. D., Advances in Physical Sciences **137** (3), 305–338 (1982) [in Russian].
- Khlebtsov B. N. Optical properties of metallic nanoparticles. Kazan. Kazan University, 2015 [in Russian].
- Kumar N. Electrical Engineering and Computer Sciences. May 17, 2013. URL: <http://www.eecs.berkeley.edu/Pubs/TechRpts/2013/EECS-2013-107.html>
- Smirnov B. M., Physics-Uspekhi **40** (11), 1117–1147 (1997).
- Liu G., Zavelani-Rossi M., Han G., Haiguang Zhao and Vomiero A., J. Mater. Chem. A, № 16, 8950–8960 (2023).
- Ermolaev V. L., Optics and spectroscopy **125** (2), 247–263 (2018) [in Russian].
- Bronshten V. A. Silvery clouds and their observation. Moscow, Nauka Publ., 1984 [in Russian].
- News. Astronomy is for everyone. Silver clouds on 06/20/2018. URL: <https://www.roscosmos.ru/25217/>

УДК 535.42, 535.51
EDN: LZHTLW

PACS: 03.65.Nk

Исследование возможностей улучшения динамического диапазона регистрируемой интенсивности лазерного излучения в методе дифференциального рассеяния

Д. Г. Денисов

Экспериментально и теоретически исследованы пути повышения динамического диапазона регистрируемой индикатрисы рассеянного лазерного излучения от оптической поверхности с ангстремным значением среднеквадратического отклонения (СКО) высотного параметра шероховатости.

Результаты исследования позволили сформулировать необходимые требования при проектировании метода и аппаратуры данного класса в лабораторных условиях для измерения среднеквадратического отклонения параметра шероховатости оптической поверхности менее 0,1 нм, а именно:

- конструктивное исполнение макетного образца должно быть реализовано с применением специализированного фоноподавляющего защитного кожуха;

- необходимо применение математической модели аппроксимации регистрируемой индикатрисы в углах дифракции от 0° до 90° , что соответствует анализу пространственных частот интегрируемой целевой функции – функции спектральной плотности корреляционной функции в диапазоне сверхвысоких пространственных частот от 0 до до максимального значения равно $u_{\max} = 1040 \text{ мм}^{-1}$.

Ключевые слова: линзовая оптическая система; значение среднеквадратического отклонения шероховатости; динамический диапазон; отношение сигнал–шум; математическая аппроксимация; индикатриса рассеяния; спектральная плотность корреляционной функции.

DOI: 10.51368/2307-4469-2025-13-2-103-114

Введение

При решении задачи определения эффективного значения СКО высотных параметров шероховатости в методе дифференциального

рассеяния в ранее опубликованных научных результатах [1–8] были рассмотрены основные научные положения метода для контроля качества оптических поверхностей. В работах [1, 3] было показано влияние ограничительных факторов в методе дифференциального рассеяния при контроле оптических поверхностей ангстремного уровня, среди которых наибольшее влияние оказывают аппаратные ограничения, обусловленные конструктивными особенностями прибора контроля, а также шумами электронного тракта и рассеянием Рэля на молекулах воздуха оптической среды проведения эксперимента. Количественный

Денисов Дмитрий Геннадьевич, доцент, к.т.н.
E-mail: denisov_dg@mail.ru
МГТУ им. Н. Э. Баумана.
Россия, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., 5.

Статья поступила в редакцию 2.12.2024
После доработки 26.01.2025
Принята к публикации 27.02.2025
Шифр научной специальности: 2.2.6

© Денисов Д. Г., 2025

анализ и природа происхождения возможных ограничительных факторов позволяют провести их учёт при полученном угловом ограничении регистрируемой индикатрисы рассеянного лазерного излучения (функции ARS от англ. – Angle Resolved Scattering – распределение по углу рассеянного излучения) и соответствующем частотном ограничении спектральной плотности корреляционной функции (СПКФ или PSD от англ. – Power Spectral Density) с целью расширения динамического диапазона данных функций и повышению точности (минимальной погрешности) последующих измерений эффективного значения СКО высотных параметров шероховатости ангстремного уровня в методе дифференциального рассеяния.

Основные научные положения и принципы метода дифференциального рассеяния

Для расчета рассеяния на шероховатой оптической поверхности обычно применяют модель, основанную на векторной теории, использующей криволинейное преобразование координат. Такой подход позволяет пользоваться методом теории малых возмущений. Статистические свойства шероховатой поверхности описываются в этом случае функцией СПКФ. При этом обычно ограничиваются гауссовой или экспоненциальной статистикой, характерных для описания высотных и латеральных параметров шероховатости сверхгладких поверхностей (в частности поверхностей с ангстремным уровнем шероховатости). Метод малых возмущений используется для малых микронеровностей, обладающих малой протяжённостью по сравнению с длиной волны падающего электромагнитного излучения. В его основе лежит разложение искомого поля и граничных условий в ряды по степеням малых параметров $h/\lambda \ll 1$ и $\sigma_h/l_k \ll 1$.

Решение задачи рассеяния света на шероховатости диэлектрической поверхности проводится в рамках классической электромагнитной теории с использованием уравнений Максвелла [1, 5, 6].

Микропрофиль поверхности описывается случайной функцией $z = f(x, y)$ (ось z направлена нормально к поверхности).

Поверхность в среднем является плоской, $z = f(x, y)$, а среднеквадратичное отклонение высоты профиля σ_h мало по сравнению с длиной волны оптического излучения и длиной корреляции $\sigma_h/\lambda \ll 1$ и $\sigma_h/l_k \ll 1$ (см. рис. 1).

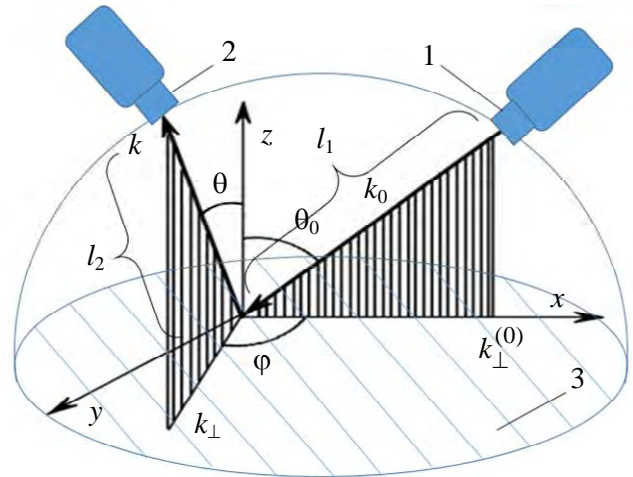


Рис. 1. К физическим принципам регистрации рассеянного лазерного излучения в методе дифференциального рассеяния: 1 – канала подсвета на основе оптической системы линзового или зеркального типа; 2 – канала фоторегистрации рассеянного лазерного излучения от исследуемой оптической поверхности; 3 – исследуемая (рассеивающая) оптическая поверхность

На рисунке 1 представлен принцип подсвета и регистрации рассеянного лазерного излучения от исследуемой оптической поверхности. Пространственно-угловые характеристики лазерного излучения, формируются каналом подсвета (поз. 1 на рис. 1) ключевым элементом которого является оптическая система, которая в свою очередь может быть линзового или зеркального типов. Регистрация рассеянного лазерного излучения реализуется при помощи приёмного канала (поз. 2 на рис. 1), основным элементом которого является модуль фотоэлектронного умножителя. С целью селекции рассеянного лазерного излучения относительно фоновой внешней засветки при реализации конкретной функциональной схемы оптико-электронного прибора для определения параметров шероховатости, в оптическом тракте предусмотрены такие функциональные элементы, как: поляризатор и анализаторы в канале подсвета и фоторегистрации, соответственно, интерференционный

светофильтр с микрообъективом, формирующим определённый телесный угол регистрации в приёмном канале, а так же принцип электронной модуляции лазерного излучения канала подсвета.

В работах [1, 3, 7, 8] было получено окончательные выражения для индикатрисы рассеянного лазерного излучения ARS в методе дифференциального рассеяния

$$ARS(\theta_d, \theta_{\Pi}, \varphi, F_{ji}) = \frac{1}{I_0} \cdot \frac{dI_i}{d\Omega} = \frac{\omega^4 \cdot (\varepsilon - 1)^2}{\pi^2 \cdot c^4} \times \cos \theta_0 \cdot \cos^2 \theta \cdot g(k_{\perp} - k_{\perp}^0) \cdot \left[|F_{si}|^2 + |F_{pi}|^2 \right], \quad (1)$$

где F_{ji} – угловые функции (геометро-оптические факторы зависящие от состояния поляризации падающего и рассеянного (дифрагированного) лазерного излучения, б/р; I_i – интенсивность рассеянного излучения, Вт/м²; Ω – телесный угол, ср; θ_d, θ_{Π} – углы рассеяния (дифракции) и падения излучения соответственно, град.; $\varphi = 0^0$ – азимутальный угол (угол, отсчитываемый от плоскости падения (плоскости поляризации, падающей плоской линейно-поляризованной волны).

$g(k_{\perp} - k_{\perp}^0)$ – спектральная плотность корреляционной функции (СПКФ или PSD от англ. – Power Spectral Density) шероховатости поверхности, нн²·мм²

c – скорость света, м/с

$$k_{\perp} = (k_x, k_y, 0) = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot (\sin \theta \cdot \cos \varphi, \sin \theta \cdot \sin \varphi, 0),$$

$$k_{\perp}^0(k_x, 0, 0) = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} (\sin \theta_0, 0, 0) \text{ – составляющие}$$

волновых векторов, перпендикулярные нормали поверхности, рассеянной и падающей волн соответственно.

Результаты теоретических и экспериментальных возможностей минимизации ограничительных факторов в методе дифференциального рассеяния

Рассмотрим возможный вариант минимизации влияния ограничительных аппаратных и шумовых факторов на регистрируемую инди-

катрису рассеяния заключающийся в применении математической модели аппроксимационной функции, позволяющей расширить динамический диапазон регистрируемой индикатрисы рассеяния лазерного излучения (1) и соответствующей спектральной плотности с целью последующего определения эффективного значения СКО высотного параметра шероховатости с минимальной погрешностью

$$PSD(\nu) = ARS(\theta_d, \theta_{\Pi}, \varphi, F_{ji}) \times \frac{\pi^2 \cdot c^4}{\omega^4 \cdot (\varepsilon - 1)^2 \cdot \cos \theta_0 \cdot \cos^2 \theta \cdot \left[|F_{si}|^2 + |F_{pi}|^2 \right]}. \quad (2)$$

В свою очередь связь СПКФ (2) с эффективным среднеквадратическим отклонением высотного значения параметра шероховатости профиля исследуемой оптической поверхности в диапазоне пространственных частот от ν_{\min} до ν_{\max} может быть представлена на основе теоремы Парсевеля [1] следующим образом

$$\sigma_{\varphi} = \sqrt{2 \cdot \pi \cdot \int_{\nu_{\min}}^{\nu_{\max}} PSD(\nu) \nu d\nu}. \quad (3)$$

Таким образом погрешность эффективного значения СКО в уравнении (3) определяется погрешностью определения функции СПКФ в заданной области пространственных частот, которая в свою очередь зависит от учёта и невелирования рассматриваемых ограничительных аппаратных шумовых факторов и внешней фоновой засветки.

С этой целью определим значение максимальной частоты ν_{\max} по выражению

$$|\sin(\theta_{\Pi}) / \lambda - 1 / \lambda| = \nu_{\max}$$

где λ – длина волны лазерного излучения, мкм и проведём аппроксимацию функции $ARS(\theta_d, \theta_{\Pi}, \varphi, F_{if})$ (1) в диапазоне углов рассеяния от $\theta_{d\min}$ до 90^0 по выражению:

$$ARS_{\text{анп}}(\theta_d, \theta_{\Pi}, \varphi, F_{if}) = f \left\{ ARS(\theta_{d\min}, \theta_{\Pi}, \varphi, F_{if}), ARS(\theta_d, \theta_p, \varphi, F_{if}), ARS(90^0, \theta_{\Pi}, \varphi, F_{if}) \right\}, \quad (4)$$

где $ARS_{\text{анп}}(\theta_{\text{Дmin}}, \theta_{\text{П}}, \phi, F_{\text{if}})$ – значение зарегистрированной индикатрисы рассеянного излучения для минимального угла $\theta_{\text{Дmin}}$, который определяется из выражения

$$|\sin(\theta_{\text{П}})/\lambda - \sin(\theta_{\text{Д}})/\lambda| = \nu$$

по заданной минимальной пространственной частоте анализируемых неоднородностей поверхности ν_{min} следующим образом:

$$\theta_{\text{Дmin}} = \text{Arc sin}(\nu_{\text{min}} \lambda + \sin(\theta_{\text{П}}))$$

$ARS(\theta_{\text{Д}}^*, \theta_{\text{П}}, \phi, F_{\text{if}})$ – значение зарегистрированной индикатрисы рассеянного излучения для предельного угла $\theta_{\text{Д}}^*$, которые определяется по результатам измерений;

$ARS(90^\circ, \theta_{\text{П}}, \phi, F_{\text{if}}) = 0$ – минимальное значение зарегистрированной индикатрисы рассеянного излучения для максимального угла 90° .

В результате определим функцию спектральной плотности рассеянного излучения $PSD_{\text{анп}}(\nu)$ по выражению:

$$PSD_{\text{анп}}(\nu) = ARS_{\text{анп}}(\theta_{\text{Д}}, \theta_{\text{П}}, \phi, F_{\text{if}}) \times \frac{\pi^2 \cdot c^4}{\omega^4 \cdot (\epsilon - 1)^2 \cdot \cos \theta_0 \cdot \cos^2 \theta \cdot \left[|F_{\text{si}}|^2 + |F_{\text{pi}}|^2 \right]} \quad (5)$$

И рассчитаем эффективное значение СКО, согласно

$$\sigma = \sqrt{2 \cdot \pi \int_{\nu_{\text{min}}}^{\nu_{\text{max}}} PSD_{\text{анп}}(\nu) d\nu} \quad (6)$$

Рассмотрим пример аппроксимации индикатрисы рассеянного лазерного излучения для следующих исходных данных:

Длина волны лазерного излучения: 0,6328 мкм;

СКО параметров шероховатости кварцевой подложки: 0,1 нм;

Длина корреляции (латеральная область постоянства статистических свойств шероховатой подложки): 1,3 мкм;

Тип статистики распределения высотных параметров шероховатости – экспоненциальный;

Тип материала отражающей подложки: кварц оптический (SiO_2);

Диэлектрическая проницаемость кварцевой подложки: 2,12;

Угол падения оси лазерного излучения на шероховатую поверхность кварцевой подложки: 20 градусов;

$$R(\theta) = \frac{4 \cdot \pi^2 \cdot (n_b - 1)^2 \cdot d}{\lambda^4 \cdot N \cdot \sin \theta \cdot \cos \theta} \quad \text{– распределение}$$

интенсивности при рассеянии Рэлея на молекулах в атмосфере;

$n_b = 1,000293$ – показатель преломления воздуха, б/р;

$d = 5$ мм – диаметр пятна подсвета на поверхности контролируемой детали;

$N = 2,68 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ – концентрация молекул в воздухе;

$\phi = 0^\circ$ – азимутальный угол (угол, отсчитываемый от плоскости падения).

Используемая аппроксимационная зависимость распределения индикатрисы рассеянного лазерного излучения от углов дифракции в диапазоне от 70 градусов до 90 градусов:

$$y(x) = 465900 - 916600 \cdot x + 625600 \cdot x^2 - 147000 \cdot x^3$$

На рисунке 2 представлены результаты математического моделирования графиков функций индикатрис рассеянного лазерного излучения для исходных данных, а на рисунке 3 графики соответствующих исходным данным спектральных плотностей корреляционных функций.

На рисунке 2а представлено исходное пространственное распределение интенсивности в заданном телесном угле – индикатриса в диапазоне углов дифракции от 0 до 90° (идеализированная интерпретация характера, рассеянного лазерного излучения – результат математического моделирования). На рисунке 2б показано пространственное распределение интенсивности в заданном телесном угле – индикатриса в диапазоне углов дифракции от 0 до 70° (реальная интерпретация характера, рассеянного лазерного излучения – результат математического моделирования, имитирующий аппаратные ограничения и рассеяние Рэлея

на молекулах воздуха). На рисунке 2в представлено пространственное распределение интенсивности в заданном телесном угле – индикатриса в диапазоне углов дифракции от 0 до 90° (реальная интерпретация характера, рассеянного лазерного – результат математического моделирования, аппроксимационной функции, имитирующий нивелирование аппаратных ограничений, согласно выражению (4).

Как можно видеть из рисунка 2 результат применения математической аппроксимации регистрируемой индикатрисы рассеяния позволяет осуществлять сканирование до угла дифракции 90° с минимальным отклонением характера распределения интенсивности, что в свою очередь обеспечивает возможность анализа высоких пространственных частот функции СПКФ (см. 3).

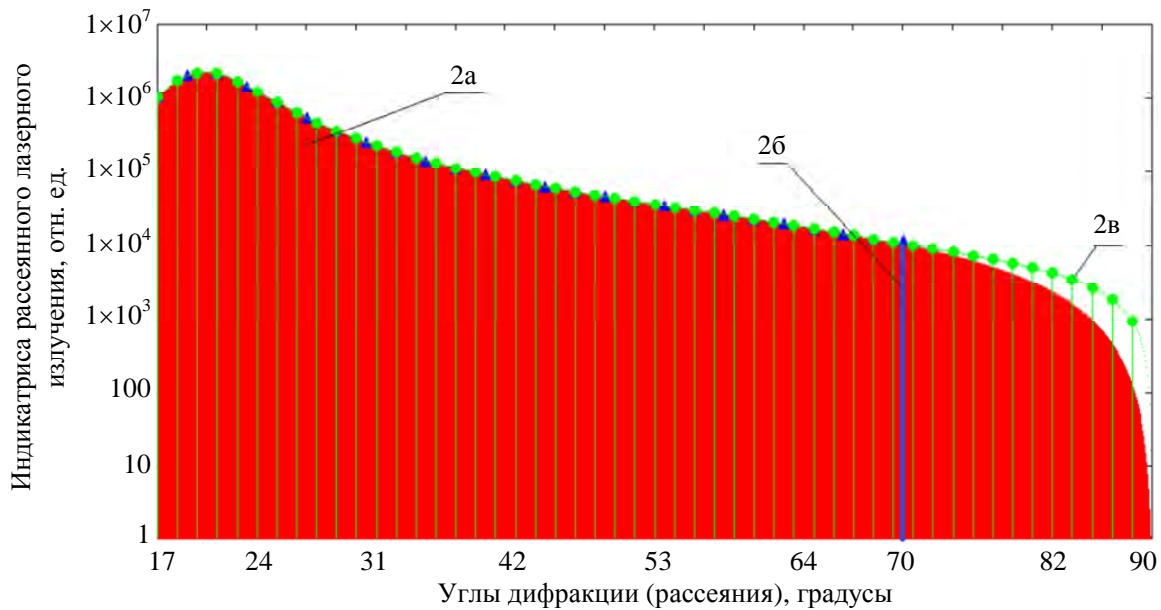


Рис. 2. Графики функций индикатрис рассеянного лазерного излучения для исходных данных: 2а) исходное пространственное распределение интенсивности в заданном телесном угле; 2б) пространственное распределение интенсивности в заданном телесном угле – индикатриса в диапазоне углов дифракции от 0 до 70°; 2в) пространственное распределение интенсивности в заданном телесном угле – индикатриса в диапазоне углов дифракции от 0 до 90°

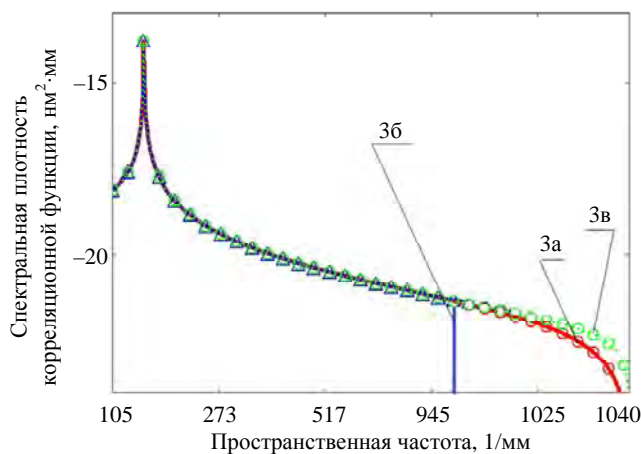


Рис. 3. Графики спектральных плотностей корреляционных функций, соответствующие графикам индикатрис рассеянного лазерного излучения для исходных данных: 2а) исходный график СПКФ, соответствующий диапазону пространственной частоты – от 0 и до $\nu_{max} = 1040 \text{ мм}^{-1}$; 2б) график СПКФ, соответствующий диапазону пространственной частоты – от 0 и до $\nu^* = 945 \text{ мм}^{-1}$; 2в) график СПКФ, соответствующий диапазону пространственной частоты – от 0 и до $\nu_{max} = 1040 \text{ мм}^{-1}$

Из графиков функций СПКФ (см. рис. 3) можно видеть, что в результате апробации рассмотренной в работе математической модели аппроксимационной функции на основе представленных графических распределений,

диапазон пространственной частоты увеличивается с $\nu^* = 945 \text{ мм}^{-1}$ до максимального значения равного $\nu_{max} = 1040 \text{ мм}^{-1}$, что позволяет провести интегрирование целевой функции $\text{PSD}_{\text{апр}}(\nu)$ в диапазоне сверхвысоких частот,

определив с минимальной погрешностью эффективное значение СКО высотного параметра шероховатости.

Таким образом, результат численного моделирования позволил получить следующие численные результаты для возможности восстановления СКО шероховатости профиля кварцевой подложки:

Исходная СКО: 0,1 нм;

СКО, измеряемая в результате влияния аппаратных ограничений: 0,092 нм;

СКО, измеряемое в результате применения аппроксимации: 0,11 нм.

Используемая аппроксимационная зависимость распределения индикатрисы рассеянного лазерного излучения от углов дифракции в диапазоне от 70° до 90° :

$$y(x) = 465900 - 916600 \cdot x + 625600 \cdot x^2 - 147000 \cdot x^3$$

Относительная погрешность восстановления СКО, менее: 0,01 нм.

Предел частотного диапазона измерений эффективного значения СКО высотного параметра шероховатостей оптической поверхности увеличивается со значения $\nu^* = 945 \text{ мм}^{-1}$ (эквивалентного углу дифракции 70°) до значения физического предела $\nu_{\text{max}} = 1040 \text{ мм}^{-1}$ (эквивалентного углу дифракции 90°).

Рассмотрим далее возможный вариант минимизации влияния ограничительных аппаратных и шумовых факторов, а также фоновой засветки на регистрируемый малоинтенсивный сигнал – индикатрису рассеяния лазерного излучения при проектировании функцио-

нальной оптической схемы макетного образца прибора с применением специализированного защитного фоноводавляющего кожуха, разработанной, согласно представленным на рисунке 1 физическим принципам регистрации рассеянного лазерного излучения в методе дифференциального рассеяния.

Целью проектирования функционально-оптической схемы и внешнего облика макетного образца является отработка чувствительности и динамического диапазона разрабатываемых научных основ модифицированного метода дифференциального рассеяния и их экспериментальной апробации в натурном и полунатурном приближениях. Для выполнения поставленной цели к макетному образцу можно предъявить следующие функциональные требования: – возможность оперативной смены источников излучения; – возможность оперативной смены фотоприемников; – возможность оперативной смены образцов исследования – плоских оптических деталей с различными эффективными значениями СКО высотного параметра шероховатости менее одного нанометра; – возможность управлять состоянием поляризации излучения подсвета; – доступность к перенастройке схемы фоторегистрации; – возможность отладки разрабатываемого программного обеспечения.

При создании макетного образца, представленного на рисунке 4 в качестве передающего канала, была выбрана линзовая система, формирующая более приемлемые для дальнейших измерений поляризационные и когерентные свойства лазерного излучения.

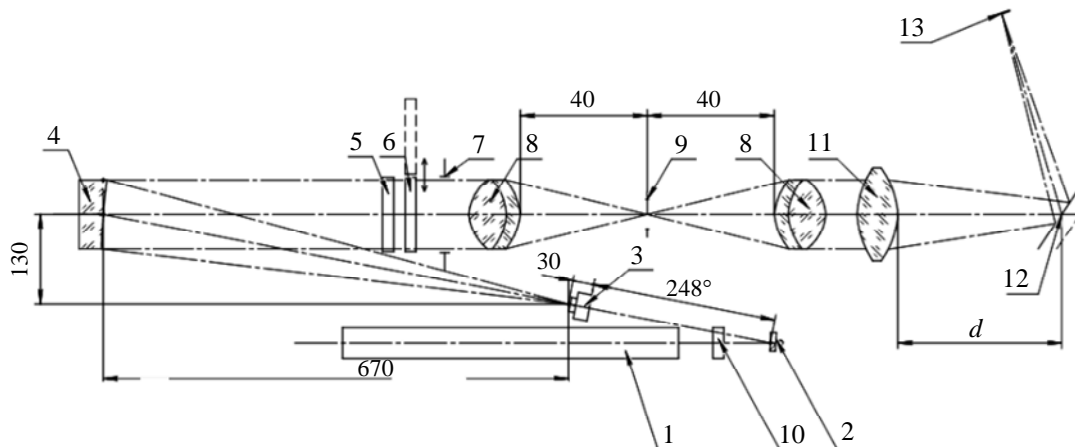


Рис. 4. Функциональная оптическая схема макетного образца оптико-электронного прибора модифицированного метода дифференциального рассеяния для контроля параметров шероховатости наностремного уровня оптических деталей

В качестве источника излучения 1 был взят гелий-неоновый лазер ЛГН-223-1, излучение которого, прошедшее через модулятор 10, отражаясь от зеркала 2 (предназначенное для излома оптической оси, для уменьшения габаритов макетной установки) попадает на микрообъектив 3, который увеличивает диаметр пучка излучения. С помощью зеркала 4 расходящийся пучок становится параллельным, для того, чтобы при прохождении модулятора поляризации 5 и поляризатора 6 не внести дополнительных искажений. Затем излучения, проходя через диафрагму 7 и афокальную систему 8, фокусируются с помощью линзы 11 на фотоприёмное устройство – фотоэлектронный умножитель, проходя при этом через исследуемый образец 12. Фотоприемник размещен на сканирующем устройстве, что позволяет измерять интенсивность отраженного и рассеянного излучения в диапазоне углов $0-90^\circ$ относительно нормали к облучаемой поверхности и от минус 90° до плюс 90° относительно плоскости падения лазерного луча. Расстояния d предполагается изменять в ходе экспериментов.

На основе проведенных исследований разработанной функциональной оптической схемы была спроектирована конструкция и изготовлен макетный образец прибора. Для выполне-

ния сформулированных выше требований к конструкции макетного образца предлагается следующее конструктивное решение. Макетный образец монтируется на оптическом столе. В его конструкции используются ряд стандартных направляющих, оправ, столиков и т. д. Такой подход обеспечивает свободный доступ и гибкую перенастройку системы под различные научные задачи, решаемые при проектировании комплекса (смена лазерных источников, фотоприемных устройств, оптических элементов, спектральных фильтров, управление поляризационным состоянием излучения и т. д.). Для предварительной юстировки элементов афокальной оптической системы и положения плоскости фокусировки последующей фокусирующей насадки, конструкция макетного образца оснащена каналом юстировки на основе датчика волнового фронта, расположенного на передвижной платформе. Внешний вид изготовленного макетного образца без защитного кожуха с соответствующей расстановкой позиций ключевых конструктивных элементов и с защитным кожухом представлен на рисунках 5 и 8 соответственно. Кожух обеспечивает защиту от внешних фоновых засветок, что крайне необходимо при регистрации минимальных уровней оптических сигналов, эквивалентных регистрации.

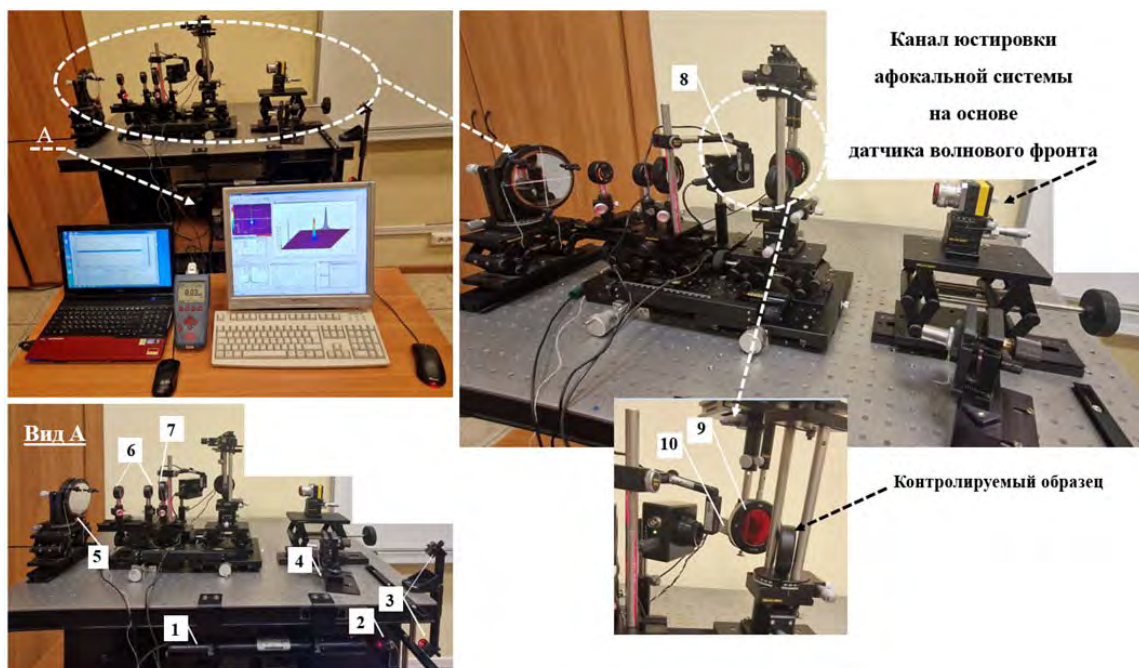


Рис. 5. Фотография макетного образца без защитного кожуха с конструктивными и функциональными узлами

Как видно из рисунка 5 излучение лазера 1 проходит через модулятор 2 и направляется на систему зеркал 3. После зеркал излучение направляется на объектив 4. Объектив фокусирует пучок излучения в переднюю фокальную плоскость параболического зеркала 5. Сформированный параллельный пучок проходит через афокальную систему 6, состоящую из двух объективов и попадает на проецирующую линзу 7. Затем излучение попадает на контрольный образец в оправе, формируя зону подсвета от 3 до 5 мм.

Для юстировки используются вертикальные, горизонтальные и угловые подвижки. Юстировка канала подсвета включает 2-х стадийную методику, основанную на:

1) сопряжении фокусных расстояний двух элементов афокальной оптической системы за счёт механических продольных и поперечных

подвижек осуществляется по регистрации, формируемого плоского волнового фронта лазерного пучка (см. рис. 6), где основным критерием является минимизация дефокусировки и угловых наклонов волнового фронта (формируемая модельная интерференционная картина в этом случае представляет собой равномерное по распределению поле средней интенсивности);

2) формирование минимального фокального пятна фокусирующей насадкой, установленной после афокальной системы по данным показания датчика волнового фронта (формируемая модельная интерференционная картина в этом случае представляет собой кольцевую структуру, определяемую преимущественно наличием дефокусировки по которой определяется экстремум значения фокального пятна (см. рис. 7)).

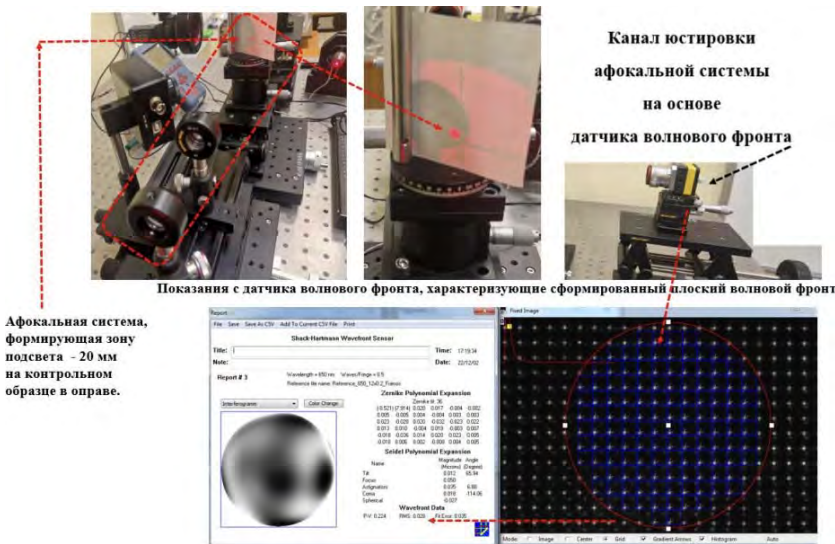


Рис. 6. Технологический этап юстировки афокальной оптической системы канала подсвета макетного образца по выходным данным датчика волнового фронта



Рис. 7. Технологический этап юстировки афокальной оптической системы с фокусирующей насадкой канала подсвета макетного образца по выходным данным датчика волнового фронта

С целью минимизации внешних фоновых засветок при регистрации малоинтенсивного рассеянного лазерного излучения макетный образец изолируется от внешних воздействий при помощи разработанного специализированного фоноводавляющего защитного кожуха.

Для измерения чувствительности фотоэлектронного умножителя канала фоторегистрации разработанного макетного образца (см. рис. 8), были выполнены следующие этапы методики проведения измерений (см. рис. 9):

– проведено определение средноквадратического значения шума фотоэлектронного умножителя при максимальном коэффициенте усиления, с этой целью необходимо было: закрыть защитную диафрагму; соединить выходной кабель приёмника излучения с многофункциональным модулем ввода – вывода и преобразования сигнала в цифровую форму с персональным компьютером; подать рабочее напряжение на модуль фоторегистрации от 4,5 до 5,5 В, оценив наличие выходного сигнала – средноквадратического распределения мощности шумового потока.



Рис. 8. Фотография макетного образца с защитным фоноводавляющим кожухом с конструктивными и функциональными узлами, согласно разработанной схеме оптической функциональной

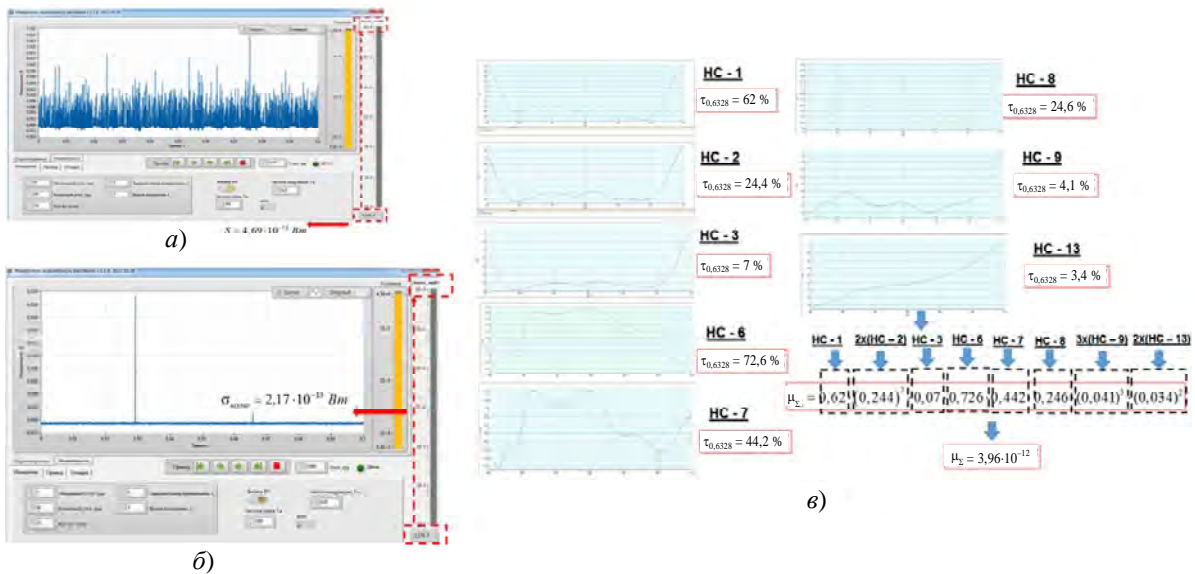


Рис. 9. Результаты этапов методики измерения чувствительности разработанного макетного образца: а) определение максимального значения сигнала фотоэлектронного умножителя; б) определение средноквадратического значения шума фотоэлектронного умножителя; в) определение коэффициента ослабления сигнала канала фоторегистрации с применением системы нейтральных светофильтров

Измеренное значение составляет – $\sigma_{\text{шума}} = 2,17 \times 10^{-13}$ Вт.

- проведено определение максимального значения сигнала фотоелектронного умножителя при максимальном коэффициенте усиления, соответствующее измерению зеркальной компоненты отражённого лазерного излучения;
- проведено определение коэффициента ослабления сигнала канала фоторегистрации от его максимального значения до минимального, определяемого отношением сигнала к шуму.

С этой целью применяется система нейтральных светофильтров следующих типов, с соответствующими спектральными характеристиками, представленными на рисун-

ке 9. Значение максимального коэффициента ослабления составило $\mu_{\Sigma} = 3,96 \times 10^{-12}$ Вт, а величины результирующего сигнала при максимальном ослаблении $S = 4,69 \times 10^{-12}$ Вт.

Таким образом результирующее отношение сигнал к шуму составило значение $S/\sigma_{\text{шума}} = 21,61$.

Полученное отношение сигнал к шуму при реализации модифицированного метода дифференциального рассеяния позволяет потенциально (на основе апробации математического моделирования полученного выражения (4)) расширить динамический диапазон регистрируемой индикатрисы рассеяния лазерного излучения до 12 порядков интенсивности (см. рис. 10).

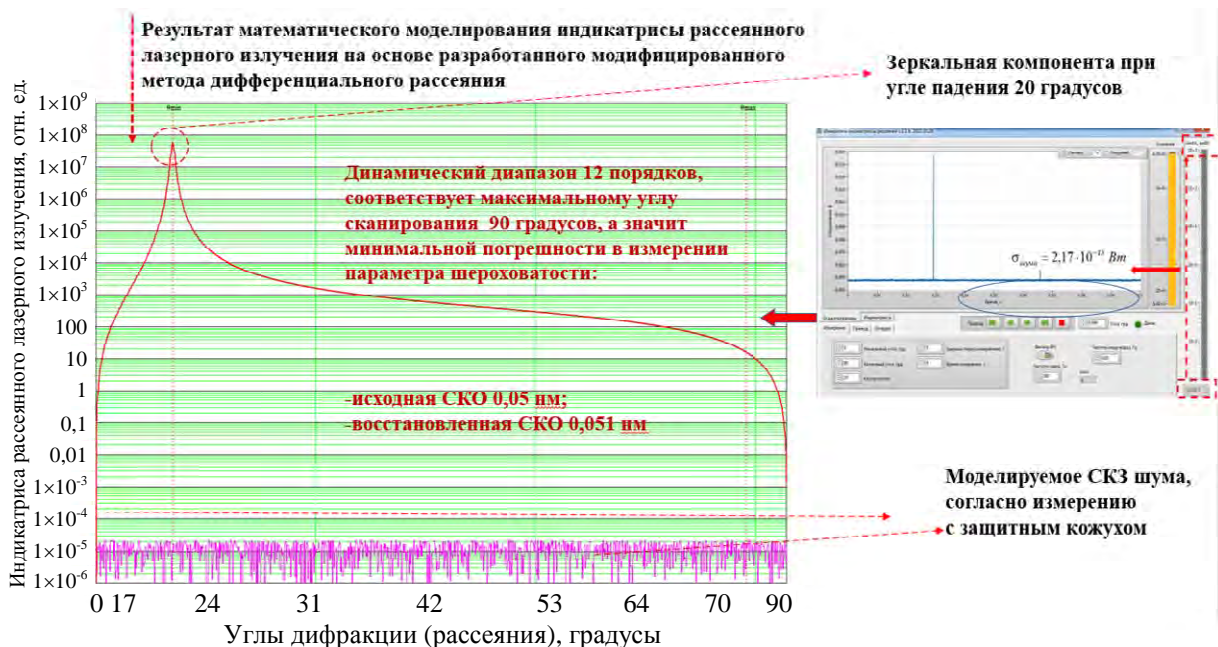


Рис. 10. Иллюстрация определения соответствия полученной чувствительности максимальному углу сканирования и максимальной пространственной частоте рассеянного лазерного излучения

На рисунке 10 можно видеть результат полунатурного моделирования определения полученной чувствительности максимальному углу сканирования, а значит и максимальной пространственной частоте в полусфере объёмного рассеяния для заданного динамического диапазона макетного образца с фоновподавляющим кожухом. В качестве примера для достигнутого динамического диапазона с учётом наличия фоновподавляющего кожуха было проведено математическое моделирование процесса восстановления эффективного зна-

чения СКО высотного параметра шероховатости, согласно формулам (1–3).

Таким образом, результат численного моделирования позволил получить следующие численные результаты для возможности восстановления СКО шероховатости профиля кварцевой подложки:

Исходная СКО: 0,05 нм;

СКО, измеряемое в результате влияния аппаратных ограничений: 0,001 нм;

СКО, измеряемое в результате применения аппроксимации: 0,051 нм.

В результате проведенных исследований были получены теоретические и экспериментальные результаты повышения чувствительности и расширения динамического диапазона макетного образца оптико-электронного прибора для контроля параметров шероховатости ангстремного уровня. В качестве ключевых достигнутых результатов можно выделить:

– возможность применения математической модели аппроксимации регистрируемой индикатрисы с возможностью её регистрации в углах дифракции от 0° до 90° , что соответствует анализу пространственных частот интегрируемой целевой функции – функции СПКФ в диапазоне сверхвысоких пространственных частот от 0 до максимального значения равного $\nu_{\max} = 1040 \text{ мм}^{-1}$, определив с минимальной погрешностью эффективное значение;

– определение СКО высотного параметра шероховатости:

для исходного СКО 0,1 нм – оно составило 0,01 нм;

для исходного СКО 0,05 нм – оно составило 0,005 нм.

Полученные результаты достигнуты на макетном образце с применением специализированного фоновоподавляющего кожуха.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Денисов Д. Г. / Прикладная физика. 2022. № 1. С. 89–96.
2. Denisov D. G., Karasik V. E. / Measurement Techniques. 2009. Vol. 52. № 3. P. 260–265.
3. Денисов Д. Г., Карасик В. Е. / Вестник Московского государственного технического университета им. Н. Э. Баумана. Серия Приборостроение. 2011. № 2 (83). С. 36–47.
4. Goodman J. W. Speckle phenomena in optics: theory and applications. – Colorado: Roberts and Company, 2006.
5. Франсон М. Оптика спеклов. – М.: МИР, 1980.
6. Гудмен Дж. Статистическая оптика. – М.: Мир, 1988.
7. Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику. Случайные поля. Часть II. – М.: Наука, 1966.
8. Beckmann P., Spizzichino A. The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surface. – Norwood: Pergamon Press, ARTECH HOUSE, 1987.

PACS: 03.65.Nk

The investigation of the possibilities of improving the dynamic range of the recorded intensity of laser radiation using the differential scattering method

D. G. Denisov

Bauman Moscow Technical University
5, 2-nd Baumanskaya st., Moscow, 105005 Russia

Received 2.12.2024; revised 26.01.2025; accepted 27.02.2025

The ways of increasing the dynamic range of a mock-up sample of an optoelectronic device for recording the indicatrix of scattered laser radiation from an optical surface with an extreme value of the standard deviation (RMS) of a high roughness parameter are investigated, experimentally and theoretically analyzed. The results of the study made it possible to formulate the necessary requirements when designing a method and equipment of this class in laboratory conditions for measuring the standard deviation of the optical surface roughness parameter of less than 0.1 nm, namely: – the design of the mock-up sample should be implemented using a specialized phono-canceling protective casing.; – it is necessary to apply a mathematical model of approximation of the recorded indicatrix in diffraction angles from 0° to 90° , which corresponds to the analysis of spatial frequencies of the integrated objective function – the spectral

density function of the correlation function in the range of ultrahigh spatial frequencies from 0 to a maximum value equal to $v_{max} = 1040 \text{ mm}^{-1}$.

Keywords: lens optical system; the value of the standard deviation of roughness; dynamic range; signal-to-noise ratio; mathematical approximation; scattering indicatrix; spectral density of the correlation function.

REFERENCES

1. Denisov D. G., Applied Physics, № 1, 89–96 (2022) [in Russian].
2. Denisov D. G. and Karasik V. E., Measurement methods **52** (3), 260–265 (2009).
3. Denisov D. G. and Karasik V. E., Bulletin of the Bauman Moscow State Technical University. Instrument Engineering series, № 2 (83), 36–47 (2011).
4. Goodman J. W., Speckle phenomena in optics: theory and applications. Colorado, Roberts and Company, 2006.
5. Franson M., Literature review. Moscow, MIR, 1980.
6. Goodman J., Statistical characteristics. Moscow, Mir Publ., 1988.
7. Rytov S. M., Introduction to statistical radio-physics. Random Fields. Part II. Moscow, Nauka Publ., 1966.
8. Beckman P. and Spitzikino A., Scattering of electromagnetic waves on a rough surface. Norwood, Pergamon Press, ARTEK HOUSE, 1987.

УДК 535.231.6+621.382
EDN: JPTWDZ

PACS: 07.57.Kp

Дискретизация функции рассеяния точки инфракрасного фотоприемного устройства с матричным микроболометрическим детектором

Р. З. Хафизов, В. В. Серов, Л. В. Скрипачева

Рассмотрены особенности дискретизации функции рассеяния точки (ФРТ) при тепловой пеленгации целей с малыми угловыми размерами. Цель работы состояла в определении характеристик пеленгации удаленных тепловых объектов при использовании оптико-электронного канала с микроболометрическим ФПУ. В качестве примера проведено рассмотрение характеристик дискретизации при использовании ФПУ с микроболометрическим матричным детектором формата 640×480 с шагом элементов 17 мкм при учёте топологии чувствительных областей, преобразующих тепловое излучение. Анализ трансформации функции рассеяния точки при изменении положения кружка рассеяния объектива относительно пикселей детектора проведен для зеркально-линзового объектива с фокусным расстоянием 100 мм (F/1,0), оптимизированного на спектральный диапазон 8÷14 мкм.

Ключевые слова: микроболометрический матричный детектор, инфракрасная оптико-электронная система, тепловая пеленгация.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-2-115-123

Введение

Возможность использования микроболометрических матричных детекторов в инфракрасных оптико-электронных системах (ИК-ОЭС) стала реальностью всего 10–15 лет назад, когда их чувствительность, выраженная в эквивалентной шуму разности температур (ЭШРТ), достигла значений 30÷50 мК. Сегод-

ня в ряде тепловизионных систем эти детекторы вполне конкурируют с квантовыми матричными фотоприёмниками.

Исторически болометрические сенсоры развивались как приборы, обеспечивающие решение задач тепловидения. Поэтому основные усилия разработчиков и сегодня направлены на достижение больших форматов и высокого разрешения при чувствительности, дающей возможность получать изображения тепловой сцены с низким контрастом.

Одной из важнейших активно развивающихся областей применения ИК-фотоприёмников является тепловая пеленгация. В отличие от задач, решаемых тепловидением, тепlopеленгация имеет дело с объектами, характеризующимися малыми угловыми размерами и существенно большими (вплоть до 400÷500 °С) температурами, смещая спектр их излучения в коротковолновую область.

До настоящего времени разработки оптических пеленгационных ОЭС были ориентированы на использование фотоприёмных устройств (ФПУ) на основе охлаждаемых

Хафизов Ренат Закирович, нач. исследовательского центра, к.ф.-м.н.

E-mail: imagelab@mail.ru

Серов Виталий Витальевич, гл. конструктор.

E-mail: svv@astrohn.ru

Скрипачева Лилия Викторовна, гл. метролог.

E-mail: slv@astrohn.ru

АО «ОКБ «АСТРОН».

Россия, 140080, Московская обл., г. Лыткарино, ул. Парковая, 1.

Статья поступила в редакцию 31.01.2025

После доработки 7.03.2025

Принята к публикации 7.04.2025

Шифр научной специальности: 1.3.11

© Хафизов Р. З., Серов В. В., Скрипачева Л. В., 2025

квантовых детекторов, поскольку они в виде малоформатных (одноэлементных и строчных) вариантов давно и достаточно эффективно используются как в наземной, так и в авиационной пеленгационной аппаратуре.

Развитие МЭМС технологии открыло уникальные возможности для создания микроболометрических сенсоров, которые в последнее время стали активно применяться в составе тепловизионных оптико-электронных систем благодаря таким их достоинствам, как небольшая стоимость, малый вес, низкая потребляемая мощность и длительный срок службы. Для систем тепловой пеленгации они обладают такими дополнительными преимуществами по сравнению с квантовыми аналогами, как отсутствие фотоэлектрической связи между элементами благодаря пространственной изоляции чувствительных элементов друг от друга, возможностью реализации широкого ($2 \div 16$ мкм) диапазона спектральной чувствительности, малым (менее 10 с) временем выхода на рабочий режим и отсутствием систем охлаждения [1].

Параметром микроболометрических сенсоров, вызывающим оправданную критику потребителей инфракрасных пеленгационных ОЭС, является их невысокое быстродействие, определяемое тепловым характером преобразования инфракрасного излучения. Вместе с тем, с одной стороны, при пеленгации цели, удалённой на значительное расстояние, угловые скорости перемещения её изображения в фокальной плоскости сравнимы и даже ниже скорости смены кадров, с другой – аппаратура сопровождения цели, обеспечивая быстрое совмещение оптической оси ФПУ с линией визирования, практически фиксирует изображение цели в центре раstra детектора. Поэтому при использовании матричных микроболометрических детекторов в составе пеленгационных ОЭС этот недостаток не становится сильно критичным. При этом современные разработки матричных микроболометрических детекторов ориентируются на увеличение кадровой частоты по крайней мере до $100 \div 150$ Гц с сохранением высокой чувствительности [2, 3].

Одним из важнейших проявлений матричных фотодетекторов при формировании изображений малоразмерных объектов в виде

кружка рассеяния объектива (КРО), сравнимого с шагом элементов детектора, становится пространственная дискретизация. Для микроболометрических детекторов в связи с их инерционностью существенным фактором при определённых условиях становится и временная (частотная) дискретизация.

В настоящей работе рассмотрены особенности дискретизации функции рассеяния точки (ФРТ) при тепловой пеленгации целей с малыми угловыми размерами. Цель работы состояла в определении характеристик пеленгации удалённых тепловых объектов при использовании оптико-электронного канала с микроболометрическим ФПУ. В качестве примера проведено рассмотрение характеристик дискретизации при использовании ФПУ с микроболометрическим матричным детектором формата 640×480 с шагом элементов 17 мкм при учёте топологии чувствительных областей, преобразующих тепловое излучение. Анализ трансформации функции рассеяния точки при изменении положения кружка рассеяния объектива относительно массива чувствительных областей детектора проведен для зеркально-линзового объектива с фокусным расстоянием 100 мм (F/1,0), оптимизированного на спектральный диапазон $8 \div 14$ мкм.

Влияние дискретизации изображения малоразмерных объектов на пеленгационную характеристику ИК ФПУ

Пространственная дискретизация

При тепловой пеленгации цели, удалённой на значительное расстояние, её изображение в фокальной плоскости матричного детектора представляет собой кружок рассеяния, размеры которого зависят от оптических параметров объектива. Относительное пространственное изменение мощности излучения в плоскости детектора описывается функцией рассеяния точки (ФРТ), за первое приближение которой, как правило, принимают двумерное гауссово распределение [4]:

$$f(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left[-\frac{(x+x_0)^2 + (y+y_0)^2}{2\sigma^2}\right],$$

где σ – среднеквадратическое отклонение; x, y – текущие координаты в плоскости; x_0, y_0 –

смещение центра кружка рассеяния в пределах пиксела. При этом считается, что начало координат x и y совпадает с центром пикселя (рис. 1).

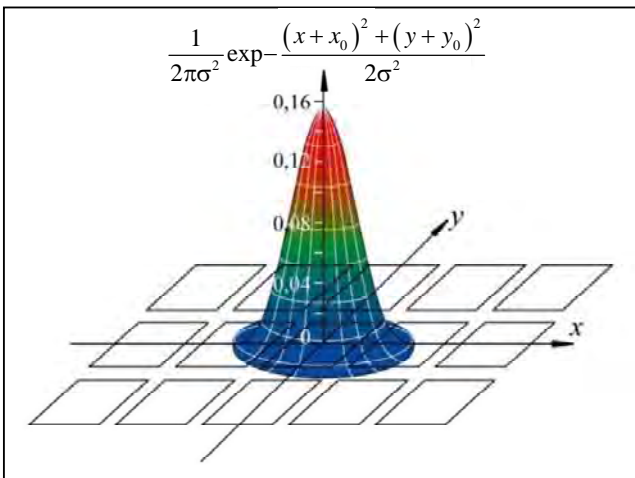


Рис. 1. Функция рассеяния точки, аппроксимированная двумерным гауссовым распределением

Дискретизация изображения матричным детектором, нарушая пространственную инвариантность преобразования функции рассеяния точки, оказывает влияние на характеристики воспроизведения кружка рассеяния при изменении его положения относительно массива чувствительных областей детектора. При этом существенное влияние на эти характеристики оказывает топология чувствительных элементов детектора.

Рассмотрим дискретизацию ФРТ при движении кружка рассеяния относительно фокальной плоскости распространенного сегодня варианта матричного микроболометрического детектора формата 640×480 с шагом пикселей 17 мкм . С учетом топологии этого детектора можно считать, что поглощающая тепловое излучение часть площади пиксела ограничена размерами $11 \times 14 \text{ мкм}$. Рассмотрение проведем в предположении гауссова распределения ФРТ, принимая за среднеквадратическое отклонение значение $\sigma \approx 5 \text{ мкм}$, что соответствует кружку рассеяния объектива ОЗЛ-100 (F/1,0), определенному по результатам расчёта в программе Zemax при спектре излучения в диапазоне $8 \div 14 \text{ мкм}$.

Массив чувствительных элементов с размерами $11 \times 14 \text{ мкм}$ в масштабе единиц σ рассматриваемого детектора выглядит, как представлено на рисунке 2. На рисунке видно, что

размеры чувствительных фрагментов пиксела относительно кружка рассеяния для объектива составляют $2,2\sigma \times 2,8\sigma$, а радиус кружка рассеяния равен $r = 2\sigma = 10 \text{ мкм}$. Нормировка размеров пиксела в единицах σ позволяет в дальнейших расчетах использовать выражение для гауссова распределения, в котором $\sigma = 1$:

$$f(x, y) = \frac{1}{2\pi} \exp\left(-\frac{(x+x_0)^2 + (y+y_0)^2}{2}\right) \quad (1)$$

При этом относительные изменения величины сигнала при смещении кружка рассеяния на величины x_0, y_0 в окрестности центра пиксела определяют пеленгационную характеристику матрицы в виде:

$$\gamma(x_0, y_0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-1,1}^{+1,1} \int_{-1,4}^{+1,4} \exp\left(-\frac{(x+x_0)^2 + (y+y_0)^2}{2}\right) dx dy. \quad (2)$$

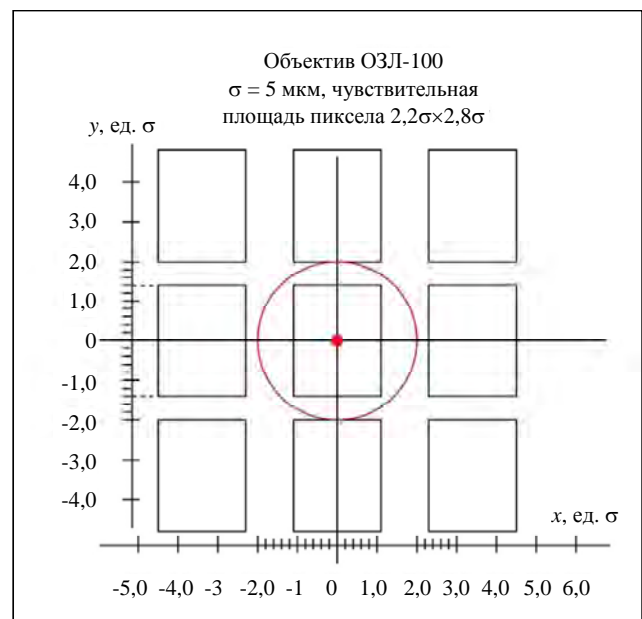


Рис. 2. Нормировка размеров пиксела и кружка рассеяния на величину σ для объектива ОЗЛ-100

Выражение (2) симметрично относительно сдвигов по осям на величину шага элементов, поэтому достаточно проанализировать изменение сигнала в окрестности центра пиксела при сдвигах по x в пределах $x_0 = -1,1 \div 1,1$ и по y в пределах $y_0 = -1,4 \div 1,4$.

Так, например, для положения пятна в центре пиксела ($x_0 = 0, y_0 = 0$) получим:

$$\gamma_{\max} = \frac{1}{2\pi} \int_{-1,1}^{+1,1} \int_{-1,4}^{+1,4} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2}\right) dx dy = 0,61. \quad (3)$$

Для $x_0 = -1,7\sigma$, $y_0 = 0$, что соответствует смещению пятна на половину шага пикселя по оси x , КРО распределяется на два элемента с $\gamma_{\max} = 22,8 \%$, а при $x_0 = -1,7\sigma$, $y_0 = -1,7\sigma$, что соответствует смещению пятна в перекрестье пикселей, КРО распределяется на четыре элемента с $\gamma_{\max} = 10,3 \%$ (см. рис. 3).

Принимая σ в качестве единицы измерения координат и интегрируя выражение (2) по координатам x , y для различных значений x_0 , y_0 получим относительные изменения значе-

ния мощности излучения на пикселе в зависимости от произвольного положения кружка рассеяния объектива в плоскости матрицы. С точностью до второго знака в коэффициентах численное интегрирование выражения (2) дает следующий результат:

$$\begin{aligned} \gamma(x_0, y_0) = & 0,25 [erf(0,71x_0 + 0,78) - erf(0,71x_0 - 0,78)] \times (4) \\ & \times [erf(0,71y_0 + 1) - erf(0,71y_0 - 1)]. \end{aligned}$$

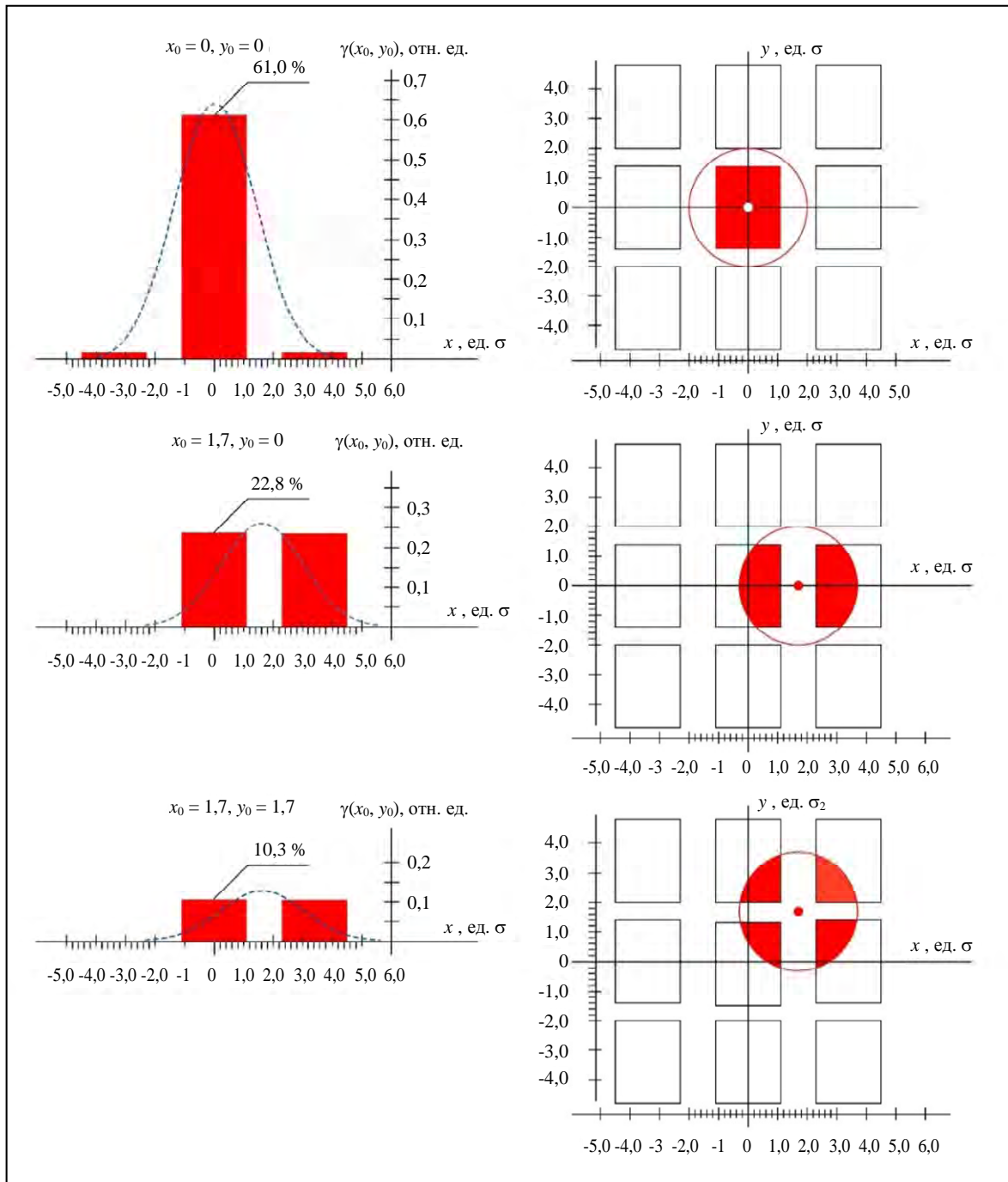


Рис. 3. Распределение кружка рассеяния при его смещении относительно центра пикселя

3D-график выражения (4) представлен на рисунке 4, на котором сечения А, В, и С дают пеленгационные характеристики матрицы при движении кружка рассеяния от центра пиксела, соответственно, вдоль осей x , y и по диагонали пиксела преобразуя выражение (4):

при $y_0 = 0$ к виду (сечение А):

$$\gamma(x_0, y_0 = 0) = 0,42 \left[\operatorname{erf}(0,71x_0 + 0,78) - \operatorname{erf}(0,71x_0 - 0,78) \right], \quad (5)$$

при $x_0 = 0$ к виду (сечение В):

$$\gamma(x_0 = 0, y_0) = 0,365 \left[\operatorname{erf}(0,71y_0 + 1) - \operatorname{erf}(0,71y_0 - 1) \right], \quad (6)$$

при движении пятна по диагонали $l = \sqrt{x_0^2 + y_0^2}$ пиксела к виду (сечение С):

$$\gamma(l) = 0,42 \left[\operatorname{erf}(0,81l + 0,78) - \operatorname{erf}(0,81l - 0,78) \right]. \quad (7)$$

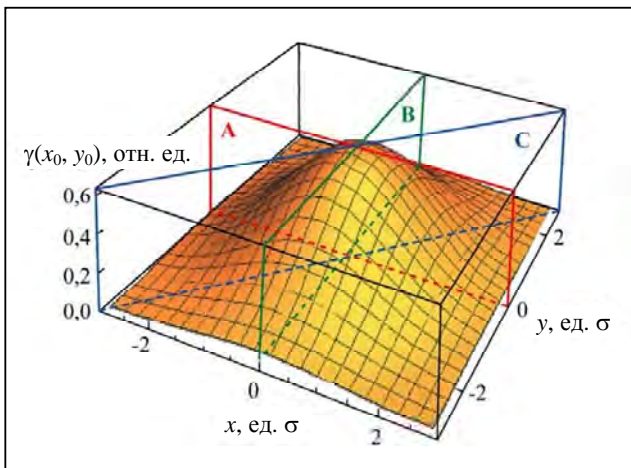


Рис. 4. 3D-представление отклика матрицы на движение кружка рассеяния относительно центра пиксела

Отклики матрицы на движение кружка рассеяния относительно центра пиксела по сечениям А и В с учетом $\sigma = 5$ мкм представлены на графике рисунка 5.

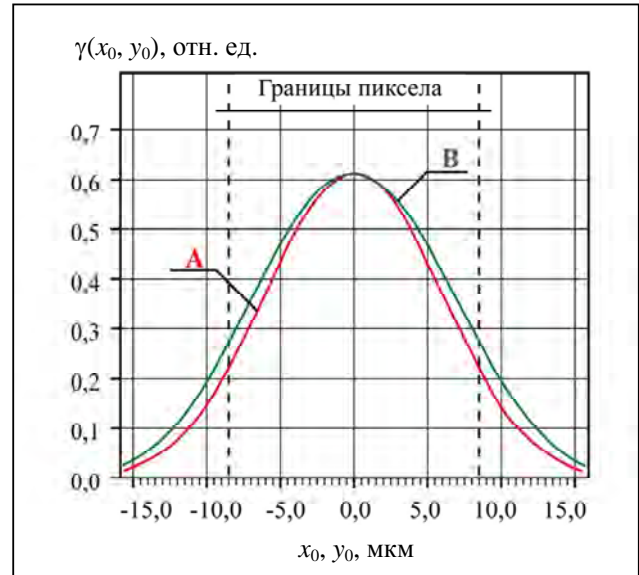


Рис. 5. Отклики матрицы на движение кружка рассеяния относительно центра пиксела по сечениям А и В рисунка 4

График функции (4) при последовательном движении пятна вдоль оси x по соседним пикселам представлен на рисунке 6. Необходимо отметить, что такой вид пеленгационной характеристики реализуется при скоростях движения изображения цели $v < \frac{\delta}{\tau_f}$, причем должно выполняться также условие $\tau_f > 3\tau_r$, где τ_r – постоянная времени тепловой релаксации пиксела. При этих условиях скорость изменения температуры чувствительного элемента пиксела (мембраны с поглощающим излучение слоем) будет соответствовать скорости изменения мощности излучения, интегрируемой пикселем по мере движения пятна.

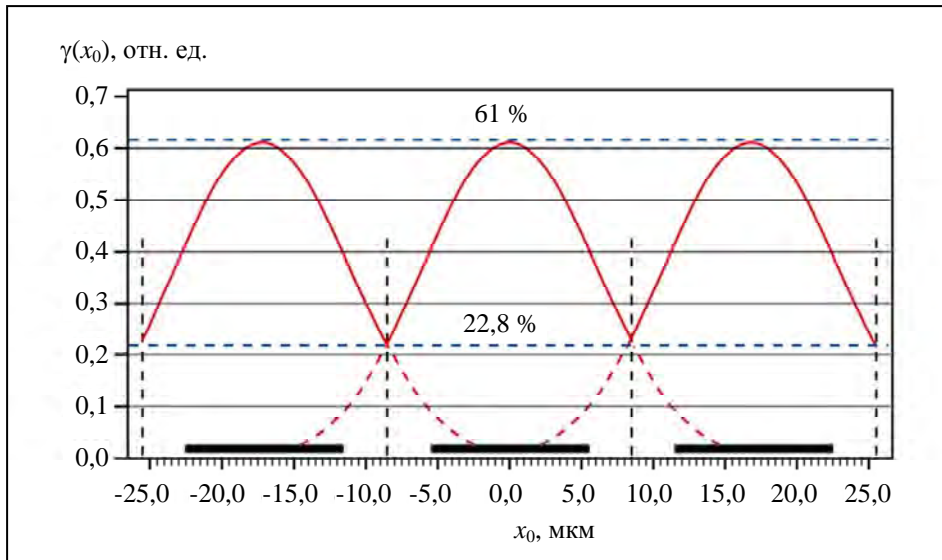


Рис. 6. Пеленгационная характеристика матрицы при движении кружка рассеяния от центра пиксела вдоль оси x

Фактор пространственной дискретизации ФРТ

Вероятность обнаружения фотоприемным устройством точечной цели, обусловленная дискретностью чувствительных элементов матричного детектора, определяется вероятностью попадания центра КРО в пределы фрагмента площадью $S_f = 4x_0 \cdot y_0$ с координатами $(-x_0 \div x_0, -y_0 \div y_0)$ относительно центра пиксела. Принимая во внимание нормировку размеров пиксела в единицах σ , получим:

$$p(S_f) = \frac{S_f}{S_{px}} 100 \% = \frac{x_0 \cdot y_0}{2,89} 100 \% \quad (8)$$

За фактор пространственной дискретизации изображения точечной цели, определяющий среднее значение формируемого пикселем сигнала при равновероятном попадании центра КРО в пределы фрагмента пиксела, можно принять нормированный на площадь фрагмента интеграл ФРТ:

$$\bar{\gamma} = \frac{\gamma_{\max}}{S_f} = \frac{1}{2\pi S_f} \int_{-x_0}^{+x_0} \int_{-y_0}^{+y_0} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2}\right) dx dy \quad (9)$$

Вероятность $p(S_f) = 100 \%$, означающая попадание центра КРО независимо от его ме-

стоположения в пределы площади пиксела, реализуется при $x_0 = y_0 = 1,7$:

$$\gamma_{\max} = \frac{1}{2\pi} \int_{-1,7}^{+1,7} \int_{-1,7}^{+1,7} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2}\right) dx dy = 0,83, \quad (10)$$

$$\bar{\gamma} = \frac{0,83}{2,89} = 0,29$$

Таким образом, при произвольном местоположении центра КРО среднее значение формируемого пикселем сигнала при рассмотренных оптических параметрах оптики и топологических характеристиках матричного детектора определяется фактором пространственной дискретизации, равным 0,29, что соответствует фактической эффективности преобразования потока излучения, падающего на фокальную плоскость детектора.

Фактор пространственной дискретизации, определяемый выражением (10), необходимо принимать во внимание при расчётах вероятности обнаружения точечной цели.

Частотная дискретизация

Движение изображения цели в фокальной плоскости матрицы со скоростями, превышающими скорость смены кадров, приводит к уменьшению сигнала и появлению эффекта размытия изображения (см. рис. 7) вследствие

инерционности, характерной для теплового механизма преобразования ИК-излучения сенсорами микроболометрических матриц.

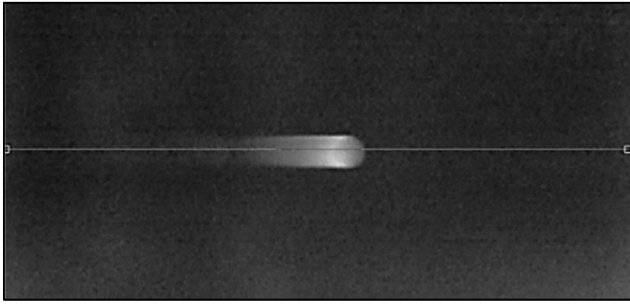


Рис. 7. Размытие изображения малоразмерного объекта при его движении (фрагмент растра 240×480 пкс)

Рассмотрим для примера эффект деформации пеленгационной характеристики, определяемой формулой (5), при линейном равномерном движении точечного изображения в виде кружка рассеяния с радиусом $r = 2\sigma$ вдоль строки матрицы с относительной скоростью $v = \frac{n\delta}{\tau_f}$, где n – число пикселей, которое пятно проходит за время кадра τ_f .

Для рассматриваемой топологии матрицы с шагом пикселей 17 мкм изменение со временем координаты x_0 в интервале $-4,1 \text{ ед. } \sigma \leq x_0 \leq 0$, когда пятно начинает заходить на пиксел и достигает его центра можно представить в виде:

$$x_0 = -4,1 + vt = -4,1 + \frac{n\delta}{\tau_f} t \quad (11)$$

Сдвиг по оси x_0 на $-4,1 \text{ ед. } \sigma$ определяется краем чувствительной площадки пиксела, расположенной от её центра на $-1,1\sigma$ и краем спада гауссова распределения интенсивности излучения, равным 3σ (правило 3-х σ).

Откуда время «наплыва» пятна на чувствительную площадь пиксела и, соответственно, время его нагрева равно:

$$t = \frac{1}{n} \frac{(x_0 + 4,1)}{\delta} \tau_f \quad (12)$$

Скорость нарастания сигнала микроболометрического пиксела ограничивается постоянной времени тепловой релаксации τ_r , по закону:

$$U(t) = U_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_r}} \right) \quad (13)$$

Уменьшение времени «прохода» пятна через чувствительную площадь пиксела ограничивает возможность нарастания сигнала до максимальной величины.

Изменение фактора $\frac{t}{\tau_r}$ при изменении скорости движения пятна относительно пиксела для рассматриваемых параметров $\tau_f = 20 \text{ мс}$, $\tau_r = 5 \text{ мс}$, $\delta = 3,4 \text{ ед. } \sigma$ равно:

$$\frac{t}{\tau_r} = \frac{1}{n} \frac{(x_0 + 4,1)}{\delta} \frac{\tau_f}{\tau_r} \cong \frac{1,18(x_0 + 4,1)}{n} \quad (14)$$

Тогда деформация пеленгационной характеристики при движении пятна вдоль строки матрицы на отрезке времени, соответствующем нарастанию сигнала, определится сверткой функций (5) и (13):

$$\begin{aligned} \gamma_{mov}(x_0, y_0 = 0) = & 0,42 \left[\text{erf}(0,71x_0 + 0,78) - \text{erf}(0,71x_0 - 0,78) \right] \times \\ & \times \left(1 - e^{-\frac{1,18(x_0 + 4,1)}{n}} \right) \end{aligned} \quad (15)$$

На графике рисунка 8 представлены деформации пеленгационной характеристики, полученные численным расчетом уравнения (15), при движении пятна вдоль строки при $n = 0, 3, 5, 10, 20, 40$, которые соответствуют угловым скоростям движения цели $\dot{\phi} = 0; 1,45; 2,42; 4,84; 9,69; 19,38 \text{ град/с}$.

В таблице приведены характерные значения угловых скоростей движения пятна вдоль массива пикселей матрицы и соответствующие им уменьшения уровня сигнала.

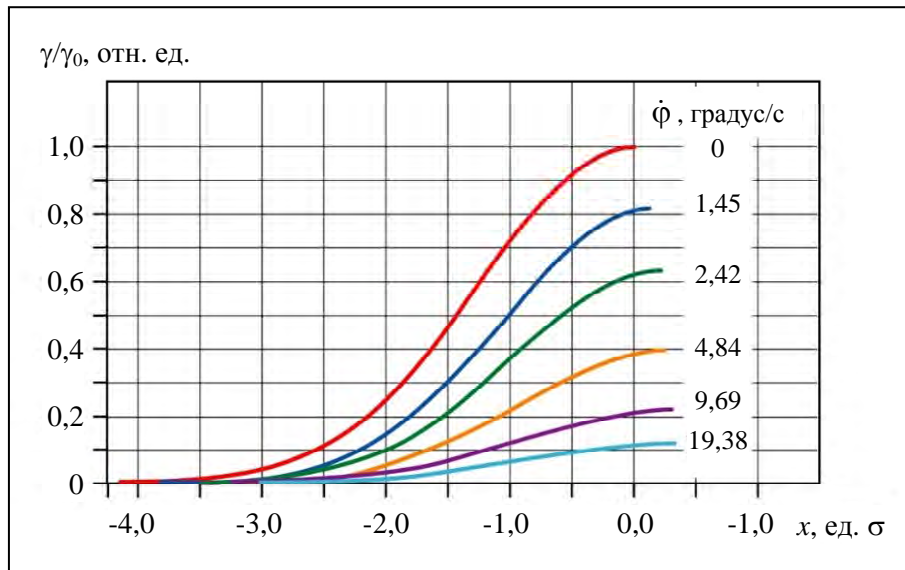


Рис. 8. Относительные уменьшения сигнала от цели, движущейся с угловыми скоростями $\dot{\varphi} = 0 \pm 20$ градус/с, для матричного микроболометрического детектора с шагом пикселей 17 мкм

Таблица

$n, px/frame$	0	3	5	10	20	40
$v, px/c$	0	150	250	500	1000	2000
$\dot{\varphi}, град/с$	0	1,45	2,42	4,84	9,69	19,38
Max [$\gamma_{mov}(x_0, y_0 = 0)$]	0,61	0,50	0,39	0,24	0,14	0,07

Таблица иллюстрирует заметные снижения относительной амплитуды сигнала при угловых скоростях изображения цели более 3-х пикселей за кадр (угловая скорость цели 1,45 °/с). Однако, как показывают оценки, при сближении объекта с пеленгационной ОЭС это снижение существенно компенсируется за счет формирования КРО с мощностью, существенно превышающую пороговую мощность детектора.

Заключение

Наряду с активным развитием областей применения матричных микроболометрических детекторов для решения задач тепловидения возможности их использования в оптико-электронных системах тепловой пеленгации, как альтернативы квантовым фотоприемникам, сегодня находятся на стадии обсуждения, находя, как сторонников, так и оппонентов, критически обосновывающих их ограничения.

Принимая во внимание необходимость детального анализа достоинств и возможных ограничений теплового характера преобразования ИК-излучения в микроболометрических сенсорах, в работе рассмотрены характеристики формирования матричными массивами на их основе изображения тепловых объектов с малыми угловыми размерами применительно к решению задач тепlopеленгации.

На основе анализа пространственной и частотной дискретизации функции рассеяния точки получены данные о пеленгационных характеристиках оптико-электронного канала с микроболометрическим матричным детектором формата 640×480 с шагом элементов 17 мкм с учетом топологии чувствительных элементов и инерционности преобразования теплового излучения, которые, по нашему мнению, могут представлять интерес для разработчиков оптико-электронных систем тепловой пеленгации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fraenkel R., Haski J., Mizrahi U., Shkedy L., Shtrichman I., Pinsky E. / SPIE Defense+ Security. 2014. P. 90700P–90700P-10.

2. Tinnes S., Boudou N., Durand A. / OECD Conference Center. – Paris, France, 6–8 Febr., 2018.

3. Хафизов Р. З., Старцев В. В., Москвичев В. Ю. / Автометрия. 2021. Т. 57. № 5. С. 77–87.

4. Баранов П. С., Манцетов А. А. / Известия ВУЗов России. Радиоэлектроника. 2016. Вып. 2. С. 49–53.

PACS: 07.57.Kp

Point spread function discretization of the IR photodetector devices with a microbolometric focal plane array

R. Z. Khafizov, V. V. Serov and L. V. Skripacheva

ODB «ASTROHN» JSC

1, Parkovaya st., Lytkarino, Moscow Region, 140080 Russia

E-mail: imagelab@mail.ru

Received 31.01.2025; revised 7.03.2025; accepted 7.04.2025

The features of the point spread function (PSF) discretization for thermal direction finding of targets with small angular dimensions are considered. The purpose of the work was to determine the direction finding characteristics of far-away thermal objects using an optical-electronic channel with a microbolometric photodetector devices. As an example, the sampling characteristics are considered when using photodetector devices with a 640×480 format microbolometric detector (pixel pitch 17 microns), taking into account the topology of sensitive areas that convert thermal radiation. The transformation of the point spread function when changing the circle of confusion position relative to the detector pixels was analyzed for a specular lens with a focal length of 100 mm (F/1.0), optimized for a spectral range of 8–14 microns.

Keywords: microbolometric detector, infrared optoelectronic system, thermal direction finding.

REFERENCES

1. Frankel R., Haski J., Mizrahi U., Shkedy L., Shtrichman I. and Pinsky E., SPIE Defense+ Security, 90700P–90700P-10 (2014).

2. Tines S., Boudou N. and Durand A., OECD Conference Center. Paris, France, 6–8 February, 2018.

3. Khafizov R. Z., Startsev V. V. and Moskvichev V. Yu., Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing **57**, 511–520 (2021).

4. Baranov P. S. and Mancvetov A. A., Journal of the Russian Universities. Radioelectronics **2**, 49–53 (2016).

Светоизлучающие и фотоприемные структуры на основе Ge/Si для оптоэлектронных пар

М. М. Иванова, Ю. А. Кабальнов

Исследовались параметры источников и приемников оптического излучения, созданных на базе гетероэпитаксиальных структур Ge/Si как элементов оптоэлектронных пар. Для сформированных по единой технологии структур с Ge(Si) наноструктурами пики интенсивности в спектрах люминесценции и фоточувствительности отличались по длине волны, что обусловлено особенностями зонной структуры. Показана возможность использования в оптоэлектронных парах структур с массивами самоформирующихся наноструктур Ge(Si) как источников, так и приемников оптического излучения. В оптоэлектронных парах наряду со структурами с наноструктурами Ge(Si) опробованы структуры $p^+ \text{-Si/n-Si:Er/n}^+ \text{-Si}$ в качестве источников излучения и эпитаксиальные структуры Ge/Si в качестве фотоприемных устройств. Для различных сочетаний активных элементов был зарегистрирован оптопарный эффект с коэффициентом передачи K в диапазоне $10^{-5} \text{--} 10^{-6}$.

Ключевые слова: источники и приемники оптического излучения; эпитаксиальные структуры германия на кремнии; структуры с наноструктурами Ge(Si); спектры электролюминесценции и фоточувствительности; оптоэлектронные пары.

DOI: 10.51368/2307-4469-2025-13-2-124-131

Введение

Эффективные светоизлучающие и фотоприемные структуры могут быть сформированы на базе различных полупроводниковых материалов. Для непрямозонных полупроводников, к которым относятся традиционные материалы микроэлектроники кремний и германий, вероятность излучательной рекомбинации носителей заряда очень мала, что

значительно снижает квантовый выход люминесценции. Однако Ge/Si гетероэпитаксиальные структуры (ГС) рассматриваются в качестве перспективных материалов оптоэлектроники, которые пригодны для создания источников и приемников оптического излучения в коммуникационном диапазоне длин волн 1,3–1,55 мкм, соответствующем окну прозрачности волоконных световодов [1]. Совместимые по технологии изделия оптоэлектроники (светоизлучающие диоды, фотодетекторы, оптроны), созданные на базе структур Ge/Si, могут интегрироваться в электронные микросхемы, сформированные по традиционным КМОП и биполярным маршрутам изготовления. Преимуществом использования гетероэпитаксиальных структур Ge/Si в качестве материалов активных областей оптоэлектронных устройств является возможность повышения радиационной стойкости систем по сравнению с аналогичными устройствами,

Иванова Мария Михайловна, вед. инженер.
Кабальнов Юрий Аркадьевич, в.н.с., к.т.н.
E-mail: Kabalnov@niiis.nnov.ru
ФГУП «РФЯЦ ВНИИЭФ».
Россия, 607188, Нижегородская обл., г. Саров,
пр. Мира, 37.

Дата поступления в редакцию 22.01.2025

После доработки 28.02.2025

Принята к публикации 7.04.2025

Шифр научной специальности: 1.3.11

© Иванова М. М., Кабальнов Ю. А., 2025

созданными на основе объемных материалов, что особенно актуально при разработке нового поколения аппаратуры навигации и связи [2].

Оптоэлектронные устройства, содержащие в цепи сигнала оптические звенья и обеспечивающие повышенную помехозащищенность каналов связи, находят широкое применение в приборах бортовой аппаратуры. Наибольшее распространение для передачи информации между электрически не связанными элементами получили оптроны с внешним электрическим входом и выходом, и внутренней оптической связью. Для многослойных Ge(Si) структур с самоформирующимися наноструктурами фиксируемые при комнатной температуре, как фотоэлектрические свойства, так и свойства электролюминесценции (ЭЛ) с учетом их высокой радиационной стойкости обуславливают перспективность использования для создания светодиодов и фотоприемников как составных частей оптоэлектронных пар (ОП) [2–4]. Также интересны для использования в ОП фотодетекторы, созданные на базе относительно толстых (до 1 мкм) релаксированных эпитаксиальных слоев Ge/Si(001), в связи с высокими значениями квантовой эффективности в коммуникационном диапазоне длин волн [1]. Интерес для использования в качестве светодиодов с длиной волны излучения в диапазоне 1,3–1,55 мкм могут представлять структуры со слоями кремния легированные Er [5, 6]. Люминесценция данного материала связана с излучательными переходами в $4f$ оболочке ионов эрбия в комплексе с примесями кислорода.

В данной работе представлены результаты исследований параметров источников и приемников оптического излучения, созданных на основе гетероэпитаксиальных структур Ge/Si как элементов конструкции ОП. С использованием последних достижений в области технологии изготовления структур с массивами самоформирующихся наноструктур Ge(Si) в кремниевой матрице, выращенных методом комбинированной сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии кремния и газофазной эпитаксии германия, показана принципиальная возможность их применения в оптоэлектронных парах. Рассмотрены вопросы эффективности различных конструктивно-технологических вариантов оптоэлектронных

пар, созданных на кремнии с наноструктурами Ge(Si) и легированными эрбием эпитаксиальными слоями в качестве источников оптического излучения, и структурами с наноструктурами Ge(Si) и гетероэпитаксиальными слоями Ge/Si(001) с эпитаксиальными слоями германия в качестве фотоприемников.

Техника и методика эксперимента

Ge/Si гетероэпитаксиальные структуры выращивались комбинированным методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии (СМЛЭ) кремния и газофазной эпитаксии (ГФЭ) германия непосредственно в сверхвысоковакуумной камере модернизированной установки СМЛЭ с использованием германия (GeH_4) в качестве прекурсора. При слабой связи германия с водородом для эффективного пиролиза GeH_4 в процессе роста не требуются высокие температуры. Поэтому использование комбинированного метода СМЛЭ позволяет избегать проблем с однородностью эпитаксиальных слоев по площади подложки и дефектообразованием вследствие разбрызгивания расплава из тиглей при повышенной скорости испарения германия из твердотельного источника [4, 7]. С другой стороны метод сублимационной МЛЭ позволяет выращивать совершенные структуры со слоями различного типа и уровня легирования при низких температурах роста.

Исследовались квантоворазмерные структуры $p-i-n$ -диодов, в слаболегированные области которых встраивались массивы наноструктур германия. Структуры диодов выращивались на подложках $p^+-\text{Si}(001)$. Температура подложки в процессе роста составляла ~ 600 °С. GeH_4 разлагался пиролитически на поверхности подложки, на которую осаждался слой Ge. Последний по механизму Странски-Крастанова в ходе роста трансформировался в массив наноструктур Ge(Si). Массивы наноструктур Ge(Si) в количестве до 40 слоев разделялись легированными фосфором спейсерными слоями $n\text{-Si}$ толщиной $\sim 0,1$ мкм.

Фотодетекторы на основе эпитаксиальных слоев Ge на Si имели структуру $p-i-n$ -диодов со слабо легированным слоем германия и сильно легированной кремниевой подложкой, используемой в качестве одного из электро-

дов. Фотодиоды с активным слоем Ge на Si формировались на подложках n^+ -Si(001) марки КЭС-0,01. На поверхность буферных слоев n^+ -Si с использованием, так называемого, метода «горячей проволоки» [2] при температуре 350 °С осаждались эпитаксиальные слои Ge толщиной ~ 0,5–1 мкм.

Светоизлучающие диодные структуры с эпитаксиальными слоями Si:Er выращивали методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках p -Si (001) марки КДБ-1. Слой n -Si толщиной ~ 0,6 мкм легированный эрбием с концентрацией $\sim 3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ осаждали при температуре подложки ~ 500 °С. При выращивании слоев использовались специально подготовленные кремниевые стержни с концентрацией эрбия $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Морфология поверхности гетероэпитаксиальных структур Ge/Si(001) контролировалась методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) при помощи АСМ «Силвер Про» компании НТ-МТД (Россия). Кристаллическая структура исследовалась методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) высокого разрешения с использованием ПЭМ JEOL JEM 2100F. Критическая толщина пленки при переходе от двумерного к трехмерному режиму формирования наноструктур детектировалась с помощью системы ДБЭО (дифракция быстрых электронов на отражение).

На основе выращенных гетероэпитаксиальных слоев с использованием стандартных методов фотолитографии формировались мезоструктуры свето- и фотодиодов с верхним омическим контактом Au/Pd/Ti. Спектры ЭЛ структур регистрировались с использованием решетчатого монохроматора и охлаждаемого Ge-детектора. Измерение спектров ЭЛ проводилось при токе накачки 200 мА в импульсном режиме с периодом повторения 25 мс импульсов длительностью 4 мс. Спектры фоточувствительности (ФЧ) структур измерялись в режиме фотоэдс холостого хода. Источником монохроматического излучения служил решетчатый монохроматор с галогеновой лампой мощностью 100 Вт. Для построения спектров ФЧ S спектры фотоэдс нормировались на относительное спектральное распределение интенсивности фотовозбуждения. Для проверки реализации оптической

связи между светоизлучающими и фотоприемными структурами были изготовлены экспериментальные образцы оптопар. Функционирование оптоэлектронных пар контролировалось с использованием специально разработанной электронной схемы. Контроль фотоотклика ОП выполнялся с применением стандартной методики синхронного детектирования «lock-in» на частоте опорного сигнала, что обеспечивало выделение полезного сигнала на фоне шумов и помех. Регистрация фототока проводилась при помощи синхронного детектора SR-530 по схеме с малошумящим усилителем тока SR-570 производства фирмы Stanford Research Systems.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Были проведены исследования спектральных характеристик светоизлучающих и фотоприемных Ge/Si структур, определяющих эффективность параметров оптоэлектронных пар. Оптимизированные по характеристикам светоизлучающие диодные структуры с наноструктурами обычно отличаются от фотоприемных структур составом, размерами, поверхностной плотностью, числом слоев в массиве Ge(Si) наноструктур. Однако на одних и тех же структурах с наноструктурами был зарегистрирован как устойчивый эффект излучательной рекомбинации, так и эффект межзонного оптического поглощения. Сигнал ЭЛ диодных структур уверенно регистрировался с использованием многомодового кварцевого оптоволокна диаметром 50 мкм с помощью охлаждаемого Ge детектора. ФЧ диодных структур показала величину 25 мА/Вт на длине волны ~ 1,3 мкм. На рис. 1 показаны в относительных единицах спектры ЭЛ и ФЧ структур с Ge(Si) наноструктурами, а также ФЧ объемного Ge и эпитаксиальных структур Ge на Si. Из рисунка видно, что для сформированных по единой технологии структур с Ge(Si) наноструктурами пики интенсивности (S) в спектрах ЭЛ и ФЧ отличаются по длине волны (λ). В спектре ФЧ фотодиодов с наноструктурами Ge(Si) наблюдается полоса собственной ФЧ Si в диапазоне длин волн ~ 0,9–1,1 мкм, т. е. спектральной области энергий

квантов фотовозбуждения $h\nu \sim 1,05\text{--}1,30$ эВ (ширина запрещенной зоны кремния $E_{gSi} = 1,12$ эВ при температуре 293 К). В диапазоне длин волн $\sim 1,1\text{--}1,6$ мкм в спектральной области $h\nu \sim 0,70\text{--}1,05$ эВ меньше ширины запрещенной зоны кремния наблюдается полоса ФЧ, обусловленная межзонным оптическим поглощением в наноструктурах Ge(Si).

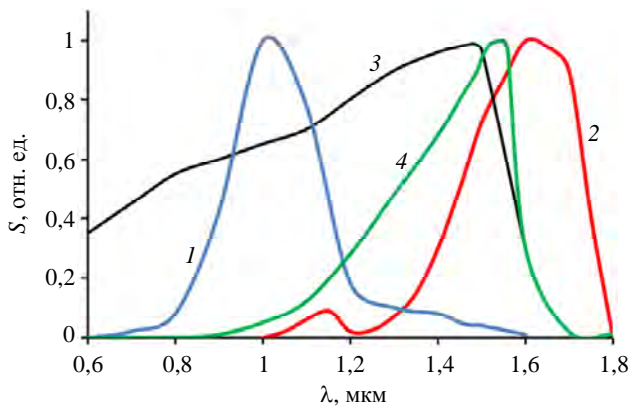


Рис. 1. Спектры ФЧ (1) и ЭЛ (2) структур с Ge(Si) наноструктурами и ФЧ объемного Ge (3) и эпитаксиальных структур Ge на Si (4)

В спектре ЭЛ структур с наноструктурами Ge(Si) наблюдается пик в диапазоне длин волн $\sim 1,4\text{--}1,8$ мкм с энергией максимума в области границы фоточувствительности $\sim 0,75$ эВ. К пику интенсивности ЭЛ структур с наноструктурами Ge(Si) как видно из рисунка ближе пик ФЧ структур с эпитаксиальными слоями Ge на Si.

Различная величина энергии пиков интенсивности в спектрах ЭЛ и ФЧ для ГС с наноструктурами Ge(Si) обусловлена особенностями их зонной структуры. Структуры с наноструктурами Ge(Si) относятся к гетероструктурам второго типа, когда локализованные состояния для электронов и дырок формируются по разные стороны от гетерограницы в самосогласованных потенциальных ямах [8–10]. В ГС с наноструктурами Ge(Si) возможны межзонные оптические переходы с энергиями меньше ширины запрещенной зоны, как кремния, так и германия. На рис. 2 показана зонная диаграмма с уровнями энергии размерного квантования (E_{h1} и E_{e1}) и модулями огибающих волновых функций ($|\Psi_h|$ и $|\Psi_e|$) основных квантово-размерных состояний в ГС на основе КТ Ge(Si). В реальных ГС с наноструктурами Ge(Si) характерны изгибы зон

вблизи гетерограницы Ge(Si)/Si, формирующие потенциальную яму для электронов и способствующие их локализации вблизи гетерограниц [10]. Изгиб зон вызван влиянием кулоновского потенциала дырок, локализованных в наноструктурах Ge(Si), а также упругими напряжениями в кремнии, под влиянием которых локальное значение ширины запрещенной зоны Si уменьшается по сравнению с объемным значением. Находящиеся в локализованных состояниях электроны и дырки пространственно разделены потенциальными барьерами на гетерогранице кремния с наноструктурами Ge(Si). Пик ЭЛ связан с переходом из зоны проводимости окружающего кластеры кремния в состояния валентной зоны наноструктур Ge(Si) обратно переходу 1 (рис. 2), согласно проведенным расчетам энергий переходов в наноструктурах по модели [3]. Рассчитанные значения энергии таких переходов с электронных состояний долины Δ_2 в s -зоне кремния в дырочные состояния вблизи потолка зоны тяжелых дырок в валентной зоне напряженных слоев Ge(Si) находятся в диапазоне от 0,7 до 0,85 эВ. Таким образом, пик ЭЛ с энергией в максимуме $\sim 0,75$ эВ обусловлен пространственно непрямыми излучательными межзонными оптическими переходами с участием фононов.

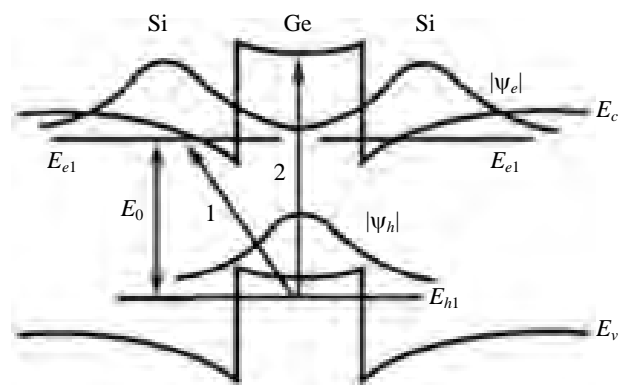


Рис. 2. Зонная диаграмма гетероструктуры с Ge(Si) наноструктурами

В полосе ФЧ, обусловленной межзонным оптическим поглощением в наноструктурах Ge(Si), наблюдается рост интенсивности ФЧ от края полосы поглощения $\sim 0,7$ эВ с ростом энергии квантов фотовозбуждения, что может свидетельствовать об увеличении доли переходов с возбужденных состояний электронов и дырок в области 0,85–0,95 эВ. Переходы с

возбужденных состояний могут быть обусловлены флюктуацией размеров и формы наностроек. Также возможны межзонные переходы по типу 2 (рис. 2). Энергия межзонных переходов по типу 2 для структур $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ при значениях $x \sim 0,5$ превышает энергию переходов по типу 1. Чтобы сблизить спектральные диапазоны ЭЛ и ФЧ для структур с наностройками $\text{Ge}(\text{Si})$ необходимо, чтобы островки представляли собой глубокую потенциальную яму для дырок. Однако в этом случае появляется риск снижения эмиссии фотовозбужденных дырок и уменьшения ФЧ.

Для структур с наностройками $\text{Ge}(\text{Si})$ эмиссия фотовозбужденных носителей из наностроек служит важным элементом механизма фотоэлектрических явлений. В гетеростройках $\text{Ge}(\text{Si})/\text{Si}$ конечными электронными состояниями межзонных оптических переходов в наностройках являются электронные состояния вблизи дна зоны проводимости $\text{Ge}(\text{Si})$, либо состояния в кремнии окружающем наностройку. Высота потенциальных барьеров для электронов в зоне проводимости для ГС второго типа не превышает десятков мэВ. Поэтому фотовозбужденные электроны в условиях межзонного оптического поглощения в наностройках беспрепятственно попадают в подконтактные области n^+ -типа проводимости. Фототок при этом лимитируется скоростью эмиссии фотовозбужденных дырок из наностроек. Эмиссия дырок из наностроек $\text{Ge}(\text{Si})$ с учетом потенциального барьера, обусловленного разрывом валентной зоны, определяется туннельным и термоактивационным механизмами [4]. Значения разрыва валентной зоны на границе наностроек $\text{Ge}(\text{Si})$ для подзон тяжелых и легких дырок при температуре 300 К рассчитанные по [4] составляют $\sim 0,4$ эВ и $\sim 0,3$ эВ соответственно. Для оптоэлектронных пар использовались гетеростройки с наностройками $\text{Ge}(\text{Si})$ с полученными экспериментальным путем оптимальными как для ФЧ, так и для ЭЛ режимами формирования (температура подложки в процессе роста ~ 600 °С).

Так как максимум ФЧ структур с эпитаксиальными слоями Ge/Si смещен в длинноволновую область спектра ближе к пику ЭЛ наностроек $\text{Ge}(\text{Si})$ (рис. 1) были проведены

исследования характеристик оптопар со светодиодами на основе наностроек $\text{Ge}(\text{Si})$ и ФЧ структурами на основе Ge/Si . Для снижения плотности дислокаций несоответствия ниже 10^5 см^{-2} ЭС $\text{Ge}/\text{Si}(001)$ выращивали при температуре ~ 350 °С с использованием метода газофазного осаждения. Результаты рентгенодифракционных и электронно-микроскопических исследований подтвердили монокристаллическую структуру ЭС Ge/Si . Ширина кривых качания вблизи рефлекса $\text{Ge}(004)$ на высоте 1/2 максимума составляла $\sim 0,12^\circ$, что меньше значений для ЭС $\text{Ge}/\text{Si}(001)$, выращенных методом ГФЭ при пониженном давлении [1]. Холловские измерения показали, что ЭС Ge/Si имеют p -тип проводимости с концентрацией и подвижностью дырок при 300 К $\sim 1 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $\sim 900 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ соответственно. Плотность темнового тока фотодиодов составляла $\sim 10^{-2} \text{ А/см}^2$ при обратном напряжении 1 В.

При формировании оптоэлектронных пар меза структуры свето- и фотодиодов монтировались в металлокерамический корпус. Использовался вертикальный монтаж кристаллов свето- и фотодиодов с сопряжением поверхности активных областей. Электрическая изоляция между блоками излучателя и приемника с напряжением пробоя не менее 3 кВ обеспечивалась слоем плавленного кварца оптически прозрачного для излучения с длиной волны $\sim 1,54$ мкм. Ввиду относительно малого внешнего квантового выхода излучения для структур с наностройками обычно используются большие токи накачки, что приводит к перегреву и деградации устройств. Поэтому при измерениях параметров оптопар использовался импульсный режим работы. На светодиод подавались прямоугольные импульсы напряжения (меандр) с амплитудой 5 В с генератора сигналов Tabor Electronics WW2571, частота повторения импульсов 80 Гц, коэффициент заполнения 50 %. При этом через образец протекал ток ~ 300 мА. Для регистрации фототока с фотоприемного устройства использовался малощумящий усилитель тока Stanford Research Systems SR570 и цифровой осциллограф LeCroy 7100. При подаче сигнала на источник излучения на фотоприемнике был зафиксирован сигнал по форме и продолжительности совпадающий с входным

сигналом. При этом ток, измеренный на фотоприемном устройстве до усиления, был равен 4 нА. Полученный результат свидетельствует о принципиальной возможности использования светодиодов, созданных на основе структур с наноструктурами Ge(Si) в оптоэлектронных парах.

Исследовалась также возможность использования структур с наноструктурами Ge(Si) в качестве фотоприемных устройств для оптоэлектронных пар. При этом источниками света для оптопар с длиной волны излучения в диапазоне 1,3–1,55 мкм служили структуры с эпитаксиальными слоями кремния, легированными Er. К достоинствам структур Si:Er можно отнести возможность создания оптически активных сред, характеризующихся узкой и температурно-независимой спектральной линией в одном из окон прозрачности волоконно-оптических линий связи на длине волны $\sim 1,54$ мкм. Оптическая активность структур Si:Er обусловлена внутриатомными (внутриионными) переходами в частично заполненной $4f$ -оболочке Er экранированной $5s$ - и $5p$ -оболочками от внешних воздействий.

Светодиоды выполнялись на базе структур $p^+-Si/n-Si:Er/n^+-Si$. Для блока фотоприемников использовались изготовленные по модифицированной технологии фотодиоды, выполненные на основе кремниевых $p-i-n$ -структур с 25-слойным массивом самоформирующихся наноструктур Ge(Si) встроенных в i -область. В качестве основной характеристики оптронов измерялась зависимость фототока от входного тока светодиода. При измерениях использовался импульсный режим работы с контролем фотоотклика по методике синхронного детектирования на частоте опорного сигнала. С ростом силы тока на входе оптрона ($I_{сд}$) отмечался рост фотоотклика с выходом на насыщение при $I_{сд} \sim 250$ мА. Отмечена зависимость величины фототока от частоты входного сигнала (рис. 3).

Максимальные уровни фототока ~ 1 мкА наблюдались на частотах более 70 кГц. Оценка коэффициента передачи оптоэлектронной пары по току (K) показала значение $\sim 3,6 \times 10^{-6}$. Данное значение K близко к уровню максимально возможных значений коэффициента передачи для оптронов, если в качестве активных слоев свето- и фотодиодов для них

использовать структуры Si:Er и Ge(Si). По результатам исследований для уверенной регистрации оптопарного эффекта минимальные уровни внешней квантовой эффективности излучательной рекомбинации светодиодов и фоточувствительности фотодиодов должны составлять значения $\sim 10^{-5}$ и $\sim 10^{-4}$ соответственно в коммуникационном диапазоне длин волн 1,3–1,55 мкм. Замена в оптопарах фоточувствительных структур с наноструктурами Ge(Si) на фоточувствительные структуры, выполненные на основе эпитаксиальных слоев Ge/Si, позволяет увеличить максимальные значения K до $\sim 10^{-5}$.

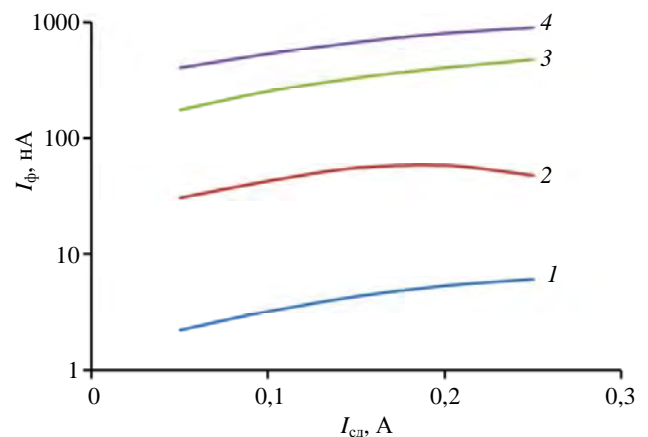


Рис. 3. Зависимость фототока ($I_{ф}$) от величины тока накачки ($I_{сд}$) при различных частотах модуляции сигнала (1 – 64,5 Гц; 2 – 647 Гц; 3 – 6,5 кГц; 4 – 72 кГц)

Заключение

Проведены исследования параметров источников и приемников оптического излучения, созданных на основе гетероэпитаксиальных структур Ge/Si как элементов конструкции ОП. Показано, что для сформированных по единой технологии структур с Ge(Si) наноструктурами пики интенсивности в спектрах ЭЛ и ФЧ отличаются по длине волны. Различная величина энергии пиков для ГС с наноструктурами Ge(Si) обусловлена особенностями их зонной структуры. Пик ЭЛ связан с переходами из зоны проводимости окружающего кластера кремния в состояния валентной зоны наноструктур Ge(Si), тогда как в полосе ФЧ могут присутствовать межзонные переходы с возбужденных состояний электронов и дырок. Для структур с эпитаксиальными

слоями германия на кремнии максимальная ФЧ наблюдалась в длинноволновой области спектра приближаясь к пику ЭЛ наноструктур Ge(Si).

Показана принципиальная возможность использования в оптоэлектронных парах в качестве источников либо приемников оптического излучения структур с массивами самоформирующихся наноструктур Ge(Si), выращенных методом комбинированной сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии кремния и газофазной эпитаксии германия. В оптоэлектронных парах наряду со структурами с наноструктурами Ge(Si) использовались структуры p^+ -Si/ n -Si:Er/ n^+ -Si в качестве источников излучения и ЭС Ge/Si в качестве фотоприемных устройств. Монтаж мезоструктур свето- и фотодиодов в металлокерамический корпус с сопряжением поверхности активных областей кристаллов позволял регистрировать оптопарный эффект с коэффициентом передачи K в диапазоне от 10^{-5} до 10^{-6} для различных сочетаний активных структур оптопар. Определены минимальные уровни внешней квантовой эффективности излучательной рекомбинации светодиодов $\sim 10^{-5}$ и фоточувствительности фотодиодов $\sim 10^{-4}$ в коммуникационном диапазоне длин волн 1,3–

1,55 мкм, обеспечивающие уверенную регистрацию оптопарного эффекта.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шенгуров В. Г., Чалков В. Ю., Денисов С. А. и др. / Физика и техника полупроводников. 2015. Т. 49. № 10. С. 1411–1414.
2. Иванова М. М., Качемцев А. Н., Михайлов А. Н., Филатов Д. О. и др. / Физика и техника полупроводников. 2018. Т. 52. № 6. С. 651–655.
3. Максимов Г. А., Красильник З. Ф., Филатов Д. О., Круглова М. В. и др. / Физика твердого тела. 2005. Т. 47. № 1. С. 26–28.
4. Филатов Д. О., Горшков А. П., Волкова Н. С., Гусейнов Д. В. и др. / Физика и техника полупроводников. 2015. Т. 49. № 3. С. 399–405.
5. Крыжков Д. И., Соболев Н. А., Андреев Б. А., Денисов Д. В. и др. / Физика и техника полупроводников. 2005. Т. 39. № 12. С. 1448–1451.
6. Белова О. В., Шабанов В. Н., Касаткин А. П., Кузнецов О. А. и др. / Физика и техника полупроводников. 2008. Т. 42. № 2. С. 136–140.
7. Пчеляков О. П., Болховитянов Ю. Б., Двуреченский А. В., Соколов Л. В. и др. / Физика и техника полупроводников. 2000. Т. 34. № 11. С. 1281–1299.
8. Schmidt O. G., Lange C., Eberl K. / Appl. Phys. Lett. 1999. Vol. 75. P. 1905.
9. Алешкин В. Я., Бекин Н. А. / Физика и техника полупроводников. 1997. Т. 31. С. 171.
10. Двуреченский А. В., Якимов А. И. / Физика и техника полупроводников. 2001. Т. 35. № 9. С. 1143–1153.

PACS: 85.60.-q

Light-emitting and photodetector structures on the basis of Ge/Si for optoelectronic pairs

M. M. Ivanova and Yu. A. Kabalnov

FSUE "RFNC VNIIEF"

37, Mira pr., Sarov, Nizhny Novgorod Region, 607188 Russia

Received 22.01.2025; revised 28.02.2025; accepted 7.04.2025

Parameters of optical radiation sources and receivers developed on the basis of Ge/Si heteroepitaxial structures as elements of optoelectronic pairs were studied. For structures with Ge (Si) nanowires formed by a single technology, the intensity peaks in the luminescence and photosensitivity spectra differed in wavelength due to the features of the zone structure. There is presented the possibility of using both optical radiation sources and receivers in optoelectronic pairs of the structures with self-forming Ge (Si) nanowires arrays. p^+ -Si/ n -Si: Er/ n^+ -Si structures were tested in optoelectronic pairs along with the structures with Ge/Si nanowires as radiation sources and Ge (Si) epitaxial structures (ES) as photode-

tector devices. For various combinations of active elements, an optopar effect with K transmission factor in the range of 10^{-5} – 10^{-6} was recorded.

Keywords: optical radiation sources and receivers; germanium on silicon epitaxial structures; structures with Ge(Si) nanowires; luminescence and photosensitivity spectra; optoelectronic pairs.

REFERENCES

1. Shengurov V. G., Chalkov V. Yu., Denisov S. A. et al., *Semiconductor Physics and Technology* **49** (10), 1411–1414 (2015).
2. Ivanova M. M., Kachemtsev A. N., Mikhailov A. N., Filatov D. O. et al., *Semiconductor Physics and Technology* **52** (6), 651–655 (2018).
3. Maximov G. A., Krasilnik Z. F., Filatov D. O., Kruglova M. V. et al., *Physics of the Solid State* **47** (1), 26–28 (2005).
4. Filatov D. O., Gorshkov A. P., Volkova N. S., Guseynov D. V. et al., *Semiconductor Physics and Technology* **49** (3), 399–405 (2015).
5. Kryzhkov D. I., Sobolev N. A., Andreev B. A., Denisov D. V. et al., *Semiconductor Physics and Technology* **39** (12), 1448–1451 (2005).
6. Belova O. V., Shabanov V. N., Kasatkin A. P., Kuznetsov O. A. et al., *Semiconductor Physics and Technology* **42** (2), 136–140 (2008).
7. Pchelyakov O. P., Bolkhovityanov Yu. B., Dvurechenskiy A. V., Sokolov L. V. et al., *Semiconductor Physics and Technology* **34** (11), 1281–1299 (2000).
8. Schmidt O. G., Lange C. and Eberl K., *Appl. Phys. Lett.* **75**, 1905 (1999).
9. Aleshkin V. Ya. and Bekin N. A., *Semiconductor Physics and Technology* **31**, 171 (1997).
10. Dvurechenskiy A. V. and Yakimov A. I., *Semiconductor Physics and Technology* **35** (9), 1143–1153 (2001).

УДК 621.383.4/5
 EDN: DVVSWY

 PACS: 42.79.Pw, 85.60.Gz,
 07.57.Kp, 85.60.Dw

Контроль качества гетероэпитаксиальных структур КРТ, предназначенных для изготовления фотоприемных устройств длинноволнового ИК диапазона спектра

Н. И. Яковлева, К. О. Болтарь, Р. В. Давлетшин, А. В. Никонов

Исследованы морфология поверхности и спектры пропускания гетероэпитаксиальных структур (ГЭС) на основе тройного раствора кадмий-ртуть-теллур (КРТ, CdHgTe), выращенных методами молекулярно-лучевой (МЛЭ) и жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ), и предназначенных для изготовления фотоприемных устройств (ФПУ) длинноволнового ИК диапазона спектра (8–12 мкм). Исследована неоднородность спектральных характеристик чувствительности отдельных фоточувствительных элементов (ФЧЭ) в линейках многорядной матрицы, сформированной в ГЭС КРТ, выращенной методом ЖФЭ. Матрицы ФЧЭ (МФЧЭ) должны иметь малый разброс граничной длины волны и однородные спектральные характеристики чувствительности, что достигается уменьшением неоднородности мольной доли x рабочего поглощающего слоя из CdHgTe до значений менее 0,1 % по площади пластин ГЭС КРТ.

Ключевые слова: гетероэпитаксиальная структура (ГЭС); LWIR; КРТ; HgCdTe; спектры пропускания; морфология поверхности.

DOI: 10.51368/2307-4469-2025-13-2-132-140

1. Введение

Для изготовления матриц фоточувствительных элементов (МФЧЭ) на основе гетероэпитаксиальных структур (ГЭС) тройного рас-

твора кадмий-ртуть-теллур (КРТ, CdHgTe) длинноволнового ИК диапазона спектра проводится контроль гетероструктур КРТ, обладающих важной совокупностью свойств, необходимых для производства фотоприемных устройств с заданными параметрами [1]. К преимуществам материала HgCdTe можно отнести возможность получения низких и высоких концентраций носителей заряда, высокую подвижность электронов, и низкую диэлектрическую постоянную. При условии малого изменения постоянной кристаллической решетки от состава методами молекулярно-лучевой (МЛЭ) и жидкофазной эпитаксией (ЖФЭ) можно последовательно выращивать варизонные структуры и эпитаксиальные слои без ухудшения качества кристаллической структуры. Дополнительно фундаментальные свойства материала КРТ ($\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$) обеспечивают преимущества по обнаружительной способности (D^*) и эквивалентной шуму разности температур (NETD, ЭШРТ) при произ-

Яковлева Наталья Ивановна¹, гл.н.с., д.т.н.

E-mail: niakovleva@mail.ru

Болтарь Константин Олегович^{1,2}, нач. НТК, д.ф.-м.н., профессор.

Давлетшин Ренат Валиевич¹, вед. инженер.

Никонов Антон Викторович^{1,2}, в.н.с., к.ф.-м.н.

¹ АО «НПО «Орион».

Россия, 11538, Москва, ул. Косинская, 9.

² Московский физико-технический институт

(национальный исследовательский университет).

Россия, 141701, Московская обл., г. Долгопрудный,

Институтский пер., 9.

Статья поступила в редакцию 20.02.2025

После доработки 4.03.2025

Принята к публикации 14.04.2025

Шифр научной специальности: 1.3.11

© Яковлева Н. И., Болтарь К. О., Давлетшин Р. В.,
Никонов А. В., 2025

водстве охлаждаемых ФПУ по сравнению с другими типами инфракрасных фотодетекторов [2].

Качество МФЧЭ и ФПУ на основе ГЭС КРТ во многом определяется структурным совершенством, однородностью электрофизических свойств, устойчивостью к внешним воздействиям и состоянием поверхности. Так неоднородность состава материала CdHgTe в поглощающем слое длинноволнового ИК-диапазона по площади и толщине слоя считается серьезной проблемой. Изменение состава $x \text{ Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ по площади структуры вызывает неоднородность спектральной чувствительности ФЧЭ. Известно, что при температуре $T = 77 \text{ K}$ изменение состава на $\sim 0,1 \%$ приводит к изменению граничной длины волны на $\Delta\lambda_{\text{cutoff}} \approx 0,1 \text{ мкм}$ в длинноволновом ИК-диапазоне, что в свою очередь вызывает неоднородность фотосигнала по площади матрицы и приводит к возникновению повышенных низкочастотных шумов. Как следствие, качество тепловизионного изображения ухудшается, а его несовершенство сложно скорректировать двухточечной коррекцией.

В работе представлены результаты исследований морфологии поверхности и спектров пропускания ГЭС КРТ, выращенных методами МЛЭ и ЖФЭ, исследована неоднородность спектральной чувствительности ФЧЭ на основе КРТ длинноволнового ИК диапазона спектра.

2. Исходные гетероструктуры КРТ

Наиболее перспективными для производства ФПУ считаются гетероструктуры CdHgTe , выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии [3–5]. ГЭС КРТ МЛЭ выращиваются на подложках из GaAs и Si в Институте физики полупроводников СО РАН (г. Новосибирск) [6, 7] на многокамерной сверхвысоковакуумной установке «Обь-М», имеющей в составе: вакуумные средства откачки; технологические камеры, оснащенные источниками молекулярных потоков основных и легирующих компонентов; манипуляторы и средства контроля по дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО), по спектральной эллипсометрии (СЭ) и др. В процессе роста и последующих операций двухстадийного отжига формируется *n-on-p*-структура КРТ с поглощающим слоем *p*-типа проводимости и широкозонным слоем на по-

верхности структуры для уменьшения темновых токов. Преимуществами метода МЛЭ являются: возможность создания однородных пластин КРТ заданного объема, нужного состава и уровня легирования при низкой температуре роста.

Не менее важным является метод получения эпитаксиальных слоев твердых растворов КРТ жидкофазной эпитаксией. Жидкофазные эпитаксиальные слои $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ состава $x = 0,228\text{--}0,232$ мол. дол. диаметром 20–30 мм и толщиной $t = 15\text{--}25 \text{ мкм}$ выращиваются в АО «Гиредмет» (Москва) на подложках ориентации (111) и (211) из тройного соединения $\text{Cd}_{1-y}\text{Zn}_y\text{Te}$ ($y = 0,02\text{--}0,05$) путем принудительного охлаждения из раствора–расплава на основе Te в интервале температур $\Delta T = 510\text{--}470 \text{ }^\circ\text{C}$ [8]. Для уменьшения концентрации дырок слои подвергаются отжигу в насыщенных парах ртути при температуре $T \sim 340\text{--}360 \text{ }^\circ\text{C}$ в течение 3–10 часов.

Наиболее развитым в РФ считается метод кристаллизации из двухфазной смеси. Процесс выращивания проводится в запаянной ампуле с использованием графитовой оснастки для размещения раствора-расплава и подложек. После отжига в парах ртути материал КРТ приобретает требуемые электрофизические параметры. Преимуществом метода является высокое кристаллическое совершенство слоев с малым числом дислокаций, менее $5 \times 10^4 \text{ см}^{-2}$. Основным недостатком метода ЖФЭ является сложность достижения зеркально-гладкой поверхности эпитаксиального слоя с заданной нанощероховатостью, необходимой для изготовления полноформатных матриц фоточувствительных элементов с малым шагом.

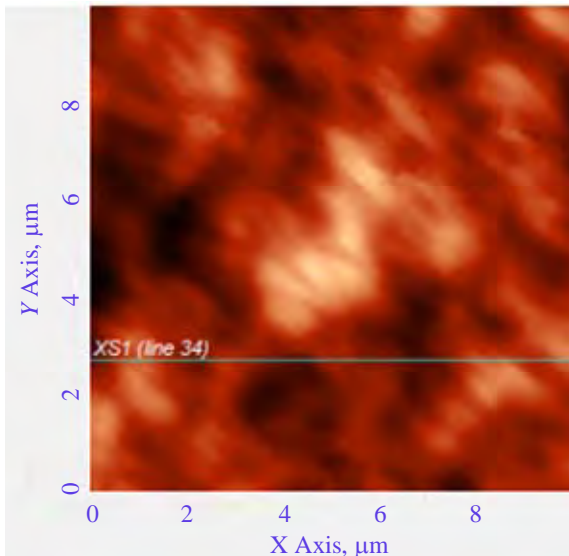
Дальнейшее развитие технологии получения ФПУ на основе CdHgTe будет связано с использованием гетероэпитаксиальных структур со сложной многослойной архитектурой и барьерными слоями, включающими сверхрешетки третьего рода $\text{HgTe}/\text{HgCdTe}$ [9–11].

3. Исследование морфологии поверхности и спектров пропускания гетероструктур КРТ

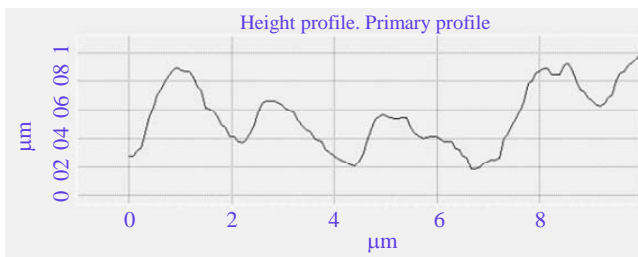
3.1 ГЭС КРТ, выращенные методом МЛЭ

Морфология поверхности ГЭС КРТ МЛЭ в режиме 2D показана на рисунке 1а, на ри-

сунке 1б представлен профиль поверхности вдоль линии сканирования. Из рисунка видно, что высота кристаллической неоднородности структуры незначительна и близка к нескольким нанометрам.



а) вид 2D и траектория сканирования



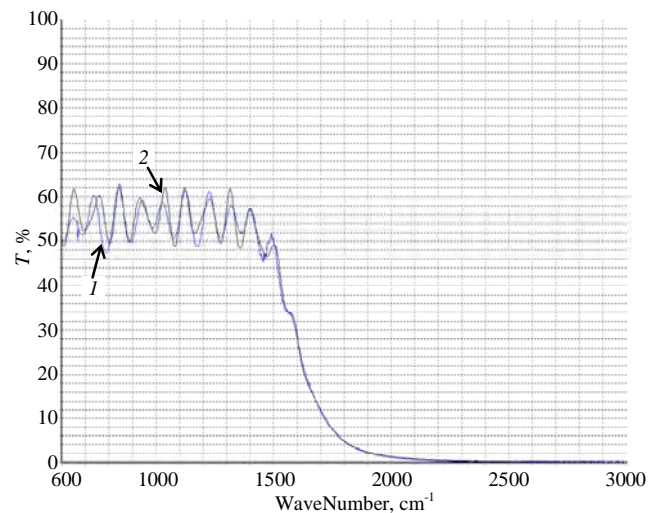
б) профиль поверхности вдоль линии сканирования

Рис. 1. Изображение поверхности ГЭС КРТ МЛЭ на атомно-силовом микроскопе «Ntegra Maximus»

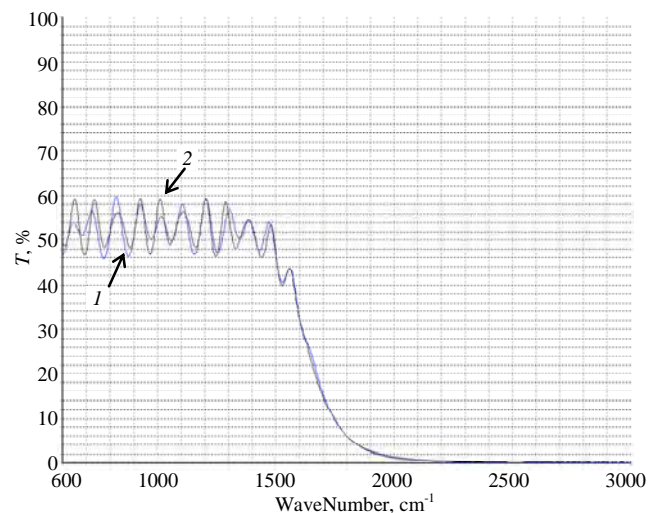
Для определения состава рабочих поглощающих слоев ГЭС КРТ длинноволнового ИК диапазона спектра на Фурье-спектрометре Vertex-70 фирмы Bruker проведены измерения спектров пропускания образцов ГЭС КРТ МЛЭ № 01 и № 02. Спектры пропускания и результаты их математического моделирования показаны на рисунке 2.

Из рисунка 2а, б видно, что результирующий спектр пропускания представляет взаимное наложение интерференционных полос, возникающих в результате отражения от границ раздела слоев гетероструктуры. Максимальное значение пропускания приближается к 62 %; граничная длина волны по уровню 0,5

при $T = 300$ К и волновом числе $N = 1600$ cm^{-1} составила $\lambda_{0,5}(T = 300) = 6,25$ μm , что при рабочей температуре $T = 80$ К соответствует длине волны $\lambda_{0,5}(T = 80) \sim 9,5$ μm . Средний разброс состава по площади пластин ГЭС КРТ МЛЭ имел значение $\Delta x \sim 0,002$ мол. дол., что не превышает погрешности измерений. Результаты моделирования спектральных характеристик пропускания ГЭС КРТ сведены в таблицу 1.



а) ГЭС КРТ № 01



б) ГЭС КРТ № 02

Рис. 2. Спектры пропускания (1 – экспериментальный (синий) и 2 – результат моделирования (черный))

Таким образом, соответствие параметров, представленных в сертификатах на ГЭС КРТ и данных, полученных в результате анализа спектров ИК-пропускания, удовлетворительное. При симуляции спектров пропускания пики модуляции совпадают по длинам волн, а

толщины слоев в целом соответствуют паспортным значениям. Незначительно отличается состав рабочих и варизонных слоев, средне-квадратичное отклонение экспериментальных кривых от расчетных близко к $\sim 1,6\%$.

Основными показателями структурного совершенства эпитаксиальных слоев CdHgTe являются: плотность дислокаций и наличие

структурных и поверхностных дефектов [12]. Распределение поверхностных дефектов по структурам КРТ изучалось на оборудовании Candela CS10 (США). Гистограмма распределения количества поверхностных дефектов от их размера для одной из структур КРТ, выращенной МЛЭ на подложке из GaAs с ориентацией (013), показана на рисунке 3.

Таблица 1

Результаты моделирования спектров пропускания ГЭС КРТ МЛЭ

Спектр: КРТ 01		Паспортные данные	Результаты моделирования
Верхний варизонный слой	Толщина, мкм	0,5	1,5313
	Состав, мол.дол.	0,223...0,520	0,2338
Рабочий слой	Толщина, мкм	8,5	8,3438
	Состав, мол.дол.	$0,221 \pm 0,0015$	0,2239
Нижний варизонный слой	Толщина, мкм	1,7	4,7000
	Состав, мол.дол.	0,223...0,440	0,2407
Буферный слой	Толщина, мкм	0,1 + 6,3	6,6813
Ошибка вычислений, %			1,64899 %
Спектр: КРТ 02		Паспортные данные	Результаты моделирования
Верхний варизонный слой	Толщина, мкм	0,5	2,5625
	Состав, мол.дол.	0,224...0,480	0,2463
Рабочий слой	Толщина, мкм	8,3	8,1750
	Состав, мол.дол.	$0,224 \pm 0,0025$	0,2271
Нижний варизонный слой	Толщина, мкм	1,7	4,1000
	Состав, мол.дол.	0,224...0,440	0,2395
Буферный слой	Толщина, мкм	0,1 + 6,3	5,8064
Ошибка вычислений, %			1,59350 %

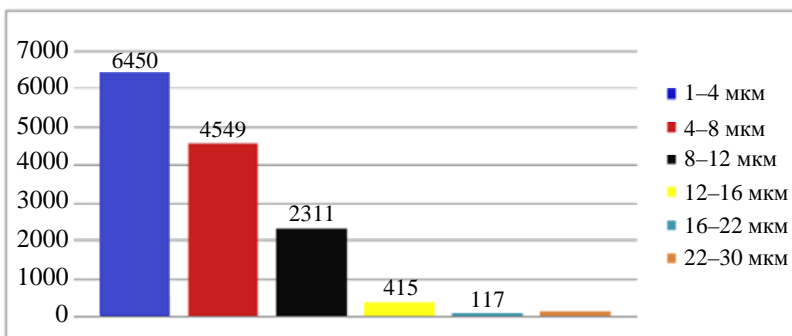


Рис. 3. Гистограмма распределения количества дефектов в зависимости от их размера для образца ГЭС КРТ 02

На гистограмме представлено распределение количества дефектов по установленному размерному ряду. Слева гистограммы имеется шкала, показывающая количество дефектов, справа – размер дефекта в микронах. Для представленной структуры суммарное значение дефектов размером более 8 мкм составило $2311 + 415 + 117 + 57 \approx 2900$ шт. с плотностью $2900 \text{ шт./}17 \text{ см}^2 = 170 \text{ шт./см}^2$, это

дефекты, которые неминуемо приводят к дефектам фоточувствительных элементов матрицы. На поверхности структуры также присутствуют дефекты с размерами менее 4–8 мкм в количестве 4549 шт. и с плотностью $4549/17 \text{ см}^2 \approx 268 \text{ шт./см}^2$, которые с высокой вероятностью могут вызвать появление дефектов отдельных ФЧЭ. Для МФЧЭ размером $\sim 1 \text{ см}^2$, считая, что дефекты распределены

равномерно, получим в процентах приближенное количество неработающих элементов $(170 + 268)/512/640 = 0,13 \%$, что означает, что пластина ГЭС КРТ, удовлетворяет требованиям по дефектности и подходит для изготовления МФЧЭ с количеством дефектных элементов менее $0,5 \%$. Однако, помимо указанных дефектов имеются дефекты с размерами $1\text{--}4 \text{ мкм}$ с плотностью $6450/17 \text{ см}^2 \approx 380 \text{ шт./см}^2$, данные микродефекты с высокой вероятностью вызывают токи утечки у отдельных ФЧЭ и ухудшают эквивалентную шуму разность температур, они также обуславливают нелинейность параметров ФЧЭ и неоднородность чувствительности по матрице $0,1 \%$. Дефекты размером менее 1 мкм и сверхмелкие дефекты не измерялись по данной методике. Для выявления степени воздействия таких дефектов на параметры ФПУ необходимы дополнительные исследования.

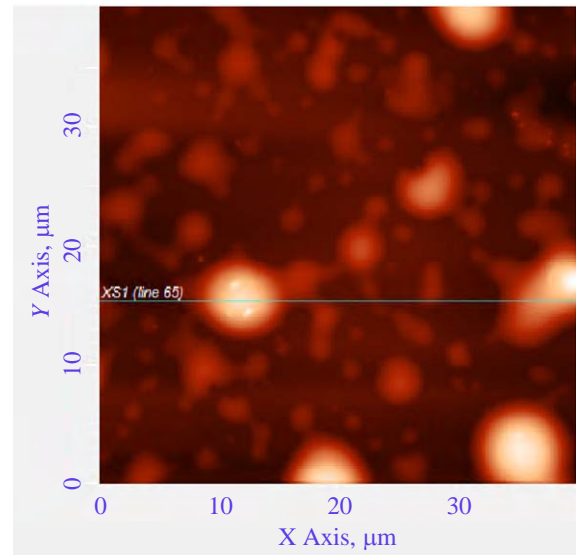
3.2 ГЭС КРТ, выращенные методом ЖФЭ

Морфология поверхности ГЭС КРТ ЖФЭ после роста и отжига изучалась на атомно-силовом микроскопе «Ntegra Maximus». Поскольку качество поверхности ГЭС КРТ ЖФЭ зависит от скорости охлаждения раствора-расплава в случае перенасыщения путем принудительного охлаждения и степени переохлаждения раствора-расплава в случае изотермического выращивания слоев, на поверхности структуры могут образовываться капли материала КРТ (рис. 4).

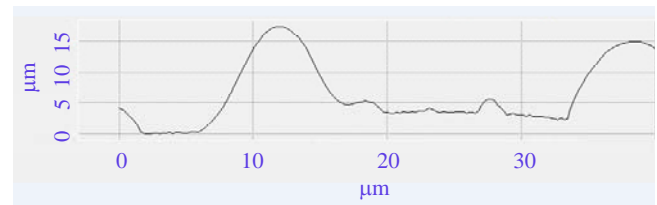
Высота кристаллической неоднородности структуры составила $\sim 15,0 \text{ нм}$. Дополнительно установлено, что в приповерхностном слое, толщиной $1\text{--}2 \text{ мкм}$, вследствие режимов охлаждения и температуры выращивания состав материала КРТ может отличаться от состава в рабочей области слоя. Как правило, приповерхностная область обогащена ртутью, поэтому приповерхностный слой необходимо удалять.

Переходная область между подложкой CdZnTe и рабочим слоем заданного состава ($x = 0,228\text{--}0,232$) составляет $\sim 5 \text{ мкм}$ и более, ее толщина определяется температурами под-

ложки и раствора-расплава в момент их контакта друг с другом и временем проведения процесса выращивания. С целью получения слоев с улучшенной морфологией поверхности необходимо поддерживать скорость охлаждения раствора-расплава не более $0,2 \text{ }^\circ\text{C/мкм}$ или создать переохлаждение не более $10 \text{ }^\circ\text{C}$ и менее.



а) вид 2D и траектория сканирования



б) профиль поверхности вдоль линии сканирования

Рис. 4. Изображение поверхности ГЭС КРТ ЖФЭ на атомно-силовом микроскопе «Ntegra Maximus»

Состав эпитаксиальных слоев определялся по спектрам пропускания при $T = 300 \text{ К}$. Спектры пропускания образцов ГЭС КРТ измерялись на Фурье-спектрометре Vertex-70 фирмы Bruker при температуре $T = 300 \text{ К}$. Результаты измерений представлены на рисунке 5.

В таблице 2 показаны начальные данные образцов ГЭС КРТ, выращенных методом ЖФЭ, и данные входного контроля.

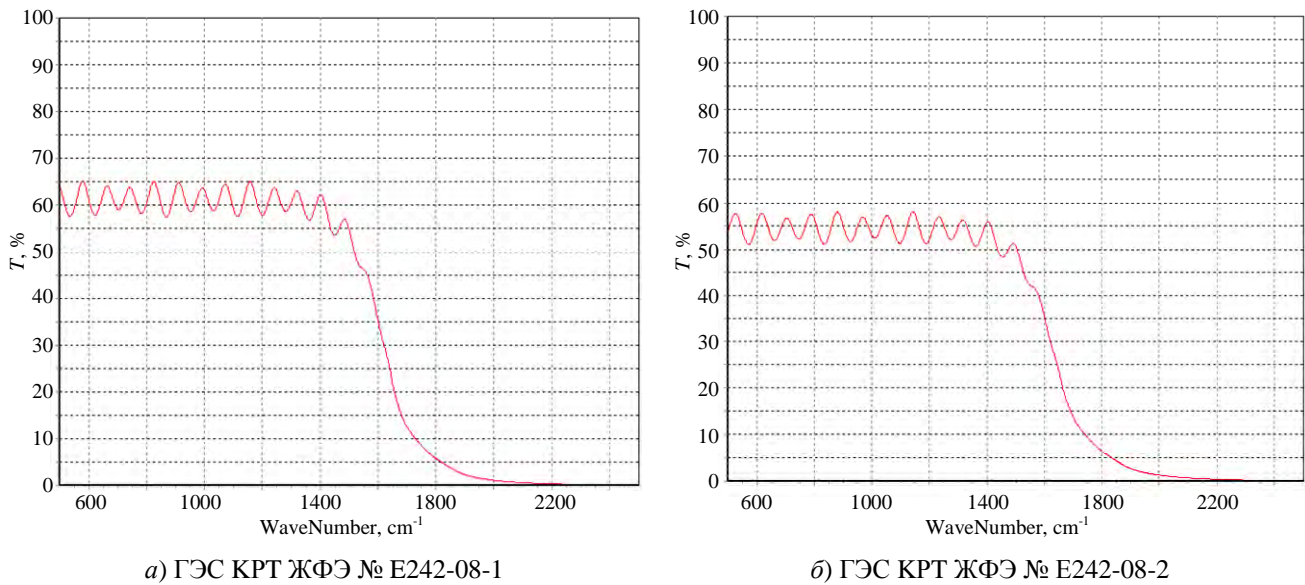


Рис. 5. Спектры пропускания эпитаксиальных слоев КРТ, выращенных методом ЖФЭ

Таблица 2

Паспортные и данные контроля образцов ГЭС КРТ, выращенных методом ЖФЭ

Паспортные характеристики						Измеренные характеристики				
Образец	Состав, x	d _{пас} , МКМ	P, см ⁻³	μ, см ² /В·с	n _{0,5} , см ⁻¹	T _{max} , %	x	d _{изм} , МКМ	λ, МКМ	E _g , эВ
E242-08-1	0,228	15	1,6·10 ¹⁶	495	1602	65,3	0,228	15	9,30	0,133
E242-08-2	0,229	12	1,2·10 ¹⁶	520	1604	58,7	0,229	12	9,32	0,133
E242-08-3	0,231	11	1,1·10 ¹⁶	510	1606	53,6	0,231	11	9,33	0,134

Отражение падающего излучения от границ раздела воздух – ГЭС КРТ, ГЭС КРТ – подложка сопровождается интерференционным эффектом, поэтому спектры пропускания имеют характерную волнистую картину. Ширина запрещенной зоны рабочего поглощающего слоя КРТ рассчитывалась согласно эмпирической зависимости [13]:

$$E_{g3}(x, T) = -0,302 + 1,93x - 0,81x^2 + 0,832x^3 + 5,35 \times 10^{-4} \times (1 - 2x) \times \left(\frac{-1822 + T^3}{255,2 + T^2} \right)$$

Проведенные исследования методом Холла показали, что эпитаксиальные слои p-типа проводимости имеют концентрацию дырок в диапазоне 7,0·10¹⁵–2,0·10¹⁶ см⁻³ и подвижность – 400–650 см²/В·с при T = 77 К. Разброс состава x по площади слоев составил Δx = 0,002–0,003 мольных долей CdTe. Различия абсолютных значений состава x по пас-

портным данным и по результатам входного контроля находятся в рамках погрешности измерений.

На основе структуры, выращенной ЖФЭ, изготовлено ФПУ формата 6×576 элементов длинноволнового ИК диапазона спектра. Измерены спектральные характеристики чувствительности для каждого из 576 каналов ФПУ. Результаты измерений граничной длины волны по четырем рядам МФЧЭ по 144 элемента каждый, показаны на рисунке 6.

Как видно из рисунка, распределение граничной длины волны имеет явный наклон вдоль и поперек матрицы фоточувствительных элементов размером 8078×994 мкм вследствие изменения состава по отдельным ФЧЭ. Граничная длина волны при среднем значении λ_{гр} = 10,45 мкм укладывается в диапазон ± 0,1 мкм. При этом в матрице имеются отдельные ФЧЭ, значения граничной длины волны λ_{гр} которых не входит в указанный диапазон, их число превышает 40 шт., что с

высокой вероятностью приведет к низкочастотным шумам, которые ухудшают качество изображения в оптико-электронных системах

на основе ГЭС КРТ ЖФЭ, возможное число шумящих элементов может составить $43/6/576 \approx 1,2\%$.

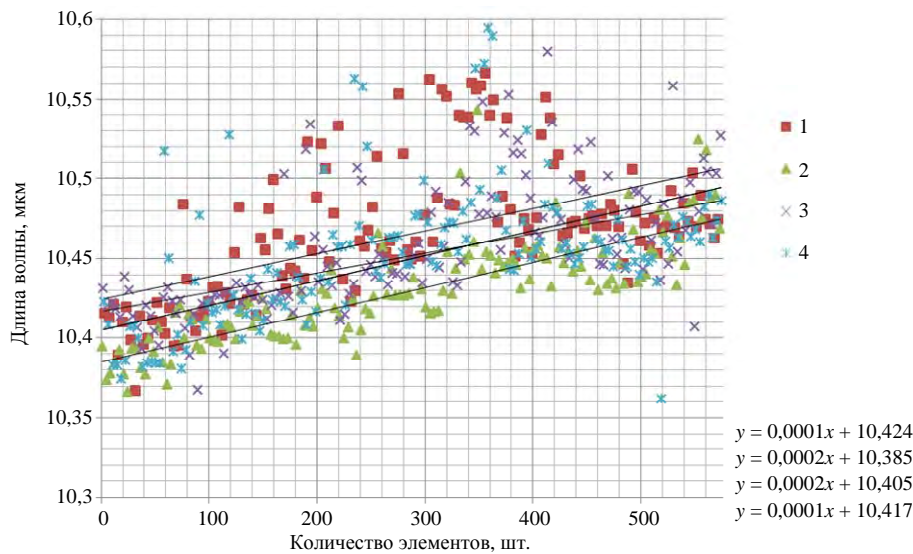


Рис. 6. Распределение граничной длины волны в МФЧЭ формата 6×576 длинноволнового ИК диапазона спектра

4. Заключение

Для практического использования ГЭС КРТ должны обладать строго определенным набором свойств, которые во многом обусловлены физическими и физико-химическими процессами, происходящими при выращивании и последующей термической обработке.

Основным общим требованием, предъявляемым к эпитаксиальным слоям ГЭС КРТ, пригодным для изготовления матричных фотоприемных модулей длинноволнового ИК диапазона спектра, является высокая однородность оптических и электрофизических параметров, которая определяется однородностью состава и структурным совершенством материала. Указанные свойства формируются на стадии выращивания эпитаксиальных слоев, и в значительной мере зависят от чистоты исходных компонентов, стабильности процесса выращивания, правильно выбранных соотношений исходных веществ и температуры подложки, физико-химических особенностей соединений CdTe-HgTe, а также от индивидуальных особенностей метода выращивания.

В качестве исходного материала для изготовления матриц фоточувствительных элементов, чувствительных в длинноволновом ИК диапазоне спектра, выбраны многослой-

ные гетероэпитаксиальные структуры HgCdTe с рабочими слоями заданного состава и качества, выращиваемые методами МЛЭ и ЖФЭ.

Достижение однородности состава порядка $\pm 0,002$ мол. дол. по площади МФЧЭ размером до 1 см^2 обеспечивает возможность создания полноформатных ФПУ с однородными спектральными характеристиками чувствительности у отдельных ФЧЭ с разбросом граничной длины волны до $0,1 \text{ мкм}$ в длинноволновом спектральном ИК-диапазоне $8\text{--}12 \text{ мкм}$.

Выявленное у отдельных ФЧЭ на основе структур ЖФЭ изменение состава и отклонение граничной длины волны вызывает неоднородность фоточувствительности и низкочастотные шумы, ухудшающие качество изображения в оптико-электронных системах на основе ГЭС КРТ ЖФЭ.

Достигнутая дефектность слоев ГЭС КРТ МЛЭ позволяет получить количество неработоспособных элементов менее $0,2\text{--}0,5\%$. При этом полученное высокое количество мелких поверхностных дефектов с размерами менее 1 мкм неминуемо приводит к токовым утечкам, а следовательно, к неоднородности вольтовой чувствительности отдельных ФЧЭ, что ухудшает качество изображения в оптико-электронных системах на основе ГЭС КРТ МЛЭ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rogalski A. Infrared detectors. – Taylor and Francis Group, LLC, 2011. ISBN 978-1-4200-7671-4.
2. Lei W., Antoszewski Ja., Faraone L. / Applied Physics Reviews. 2015. № 2. P. 041303.
3. Варавин В. С., Дворецкий С. А., Михайлов Н. Н., Ремесник В. Г., Сабина И. В., Сидоров Ю. Г., Швец В. А., Якушев М. В., Латышев А. В. / Автометрия. 2020. Т. 56. № 5. С. 12–26.
4. Arkun F. E., Edwall D. D., Ellsworth J., Douglas S., Zandian M., Carmody M. / Journal of Electronic Materials. 2017. doi: 10.1007/s11664-017-5441-9.
5. Reddy M., Jin X., Lofgreen D. D., Franklin J. A., Peterson J. M., Vang T., Juanko N., Torres F., Doyle K., Натрр А., Johnson S. M., Bangs J. W. / Journal of Electronic Materials. 2019. <https://doi.org/10.1007/s11664-019-07246-y>.
6. Зверев А. В., Суляков А. О., Сабина И. В., Сидоров Г. Ю., Якушев М. В., Кузьмин В. Д., Варавин В. С., Ремесник В. Г., Макаров Ю. С., Предеин А. В., Гориков Д. В., Дворецкий С. А., Васильев В. В., Сидоров Ю. Г., Латышев А. В., Кремис И. И. / Успехи прикладной физики. 2018. Т. 6. № 3. С. 224–230.
7. Varavin V. S., Sabinina I. V., Sidorov G. Yu., Marin D. V., Remesnik V. G., Predein A. V., Dvoretzky S. A., Vasilyev V. V., Sidorov Yu. G., Yakushev M. V., Latshev A. V. / Infrared Phys. Technol. 2020. Vol. 105. P. 103182. doi: 10.1016/j.infrared.2019.103182.
8. Denisov I. A., Lakeenkov V. M., Mazhorova O. S., Popov Yu. P. / J. Crystal Growth. 2002. Vol. 245. P. 21–30.
9. Войцеховский А. В., Дзядух С. М., Горн Д. И., Дворецкий С. А., Михайлов Н. Н., Сидоров Г. Ю., Якушев М. В. / Прикладная физика. 2024. № 5. С. 57–63.
10. Gravrand O., Rothman J., Castelein P., Cervera C., Baier N., Lobre C., De Borniol E., Zanatta J. P., Boulade O., Moreau V., Fieque B., Chorier P. / SPIE, Infrared Technology and Applications XLII, edited by Andresen Bjørn F., Fulop Gabor F., Hanson Charles M., Norton Paul R. Proc. of SPIE. 2016. Vol. 9819. P. 98191W.
11. Войцеховский А. В., Несмелов С. Н., Дзядух С. М., Васильев В. В., Варавин В. С., Дворецкий С. А., Михайлов Н. Н., Якушев М. В., Сидоров Г. Ю. / Прикладная физика. 2016. № 4. С. 83–86.
12. Selvig E., Tonheim C. R., Lorentzen T., Kongs-haug K. O., Skauli T., Haakennaasen R. / Journal of Electronic Materials. 2008. Vol. 37. № 9. P. 1444–1452.
13. Seiler D. G., Lowney J. R., Litter C. L., Loloee M. R. / J. Vac. Sci. Technol. 1990. Vol. A 8. P. 1237–1244.

PACS: 42.79.Pw, 85.60.Gz, 07.57.Kp, 85.60.Dw

Quality control of CdHgTe heteroepitaxial structures intended for long-wavelength IR photodetectors

N. I. Iakovleva¹, K. O. Boltar^{1,2}, R. V. Davletshin¹ and A. V. Nikonov^{1,2}

¹RD&P Center ORION, JSC

9, Kosinskaya st., Moscow, 111538 Russia

²Moscow Institute of Physics and Technology

9, Institutskiy per., Dolgoprudny, Moscow Region, 141701 Russia

Received 20.02.2025; revised 4.03.2025; accepted 14.04.2025

The surface morphology and transmission spectra of heteroepitaxial structures (HES) based on a cadmium-mercury-tellurium (CdHgTe) alloys grown by molecular beam epitaxy (MBE) and liquid phase epitaxy (LPE) which intended for long-wavelength infrared (IR) photodetectors (8–12 microns) have been investigated. The nonuniformity of the spectral sensitivity responses for individual array elements (IAE) of 6×576 FPA formed in the CdHgTe HES grown by LPE has been studied. The FPAs should have a small variation of the cutoff wavelength and uniform spectral characteristics, that should be achieved by reducing the nonuniformity of the mole fraction x in CdHgTe absorbing layer to values less than 0.1 % over the photosensitive array.

Keywords: CdHgTe; heteroepitaxial structure; LWIR; transmission spectra; surface morphology.

REFERENCES

1. Rogalski A., *Infrared detectors*. Taylor and Francis Group, LLC, 2011. ISBN 978-1-4200-7671-4.
2. Lei W., Antoszewski Ja. and Faraone L., *Applied Physics Reviews*, № 2, 041303 (2015).
3. Varavin V. S., Dvoretzky S. A., Mikhailov N. N., Remesnik V. G., Sabinina I. V., Sidorov Yu. G., Shvets V. A., Yakushev M. V. and Latyshev A. V., *Autometry* **56** (5), 12–26 (2020).
4. Arkun F. E., Edwall D. D., Ellsworth J., Douglas S., Zandian M. and Carmody M., *Journal of Electronic Materials*, (2017). doi: 10.1007/s11664-017-5441-9.
5. Reddy M., Jin X., Lofgreen D. D., Franklin J. A., Peterson J. M., Vang T., Juanko N., Torres F., Doyle K., Hampp A., Johnson S. M. and Bangs J. W., *Journal of Electronic Materials*, (2019). <https://doi.org/10.1007/s11664-019-07246-y>.
6. Zverev A. V., Suslyakov A. O., Sabinina I. V., Sidorov G. Yu., Yakushev M. V., Kuzmin V. D., Varavin V. S., Remesnik V. G., Makarov Yu. S., Predein A. V., Gorshkov D. V., Dvoretzky S. A., Vasilyev V. V., Sidorov Yu. G., Latyshev A. V. and Kremis I. I., *Usp. Prikl. Fiz. (Advances in Applied Physics)* **6** (3), 224230 (2018) [in Russian].
7. Varavin V. S., Sabinina I. V., Sidorov G. Yu., Marin D. V., Remesnik V. G., Predein A. V., Dvoretzky S. A., Vasil'ev V. V., Sidorov Yu. G., Yakushev M. V. and Latyshev A. V., *Infrared Phys. Technol.* **105**, 103182 (2020). doi: 10.1016/j.infrared.2019.103182.
8. Denisov I. A., Lakeenkov V. M., Mazhorova O. S. and Popov Yu. P., *J. Crystal Growth* **245**, 21–30 (2002).
9. Voitsekhovskii A. V., Dzyadukh S. M., Gorn D. I., Dvoretzky S. A., Mikhailov N. N., Sidorov G. Yu. and Yakushev M. V., *Applied Physics*, № 5, 54–63 (2024) [in Russian].
10. Gravrand O., Rothman J., Castelein P., Cervera C., Baier N., Lobre C., De Borniol E., Zanatta J. P., Boulade O., Moreau V., Fieque B. and Chorier P., *SPIE, Infrared Technology and Applications XLII*, edited by Andresen Bjørn F., Fulop Gabor F., Hanson Charles M., Norton Paul R., *Proc. of SPIE* **9819**, 98191W (2016).
11. Voitsekhovskii A. V., Nesmelov S. N., Dzyadukh S. M., Vasil'ev V. V., Varavin V. S., Dvoretzky S. A., Mikhailov N. N., Yakushev M. V. and Sidorov G. Yu., *Applied Physics*, № 4, 83–86 (2016) [in Russian].
12. Selvig E., Tonheim C. R., Lorentzen T., Kongs- haug K. O., Skauli T. and Haakennaasen R., *Journal of Electronic Materials* **37** (9), 1444–1452 (2008).
13. Seiler D. G., Lowney J. R., Litter C. L. and Loe- loe M. R., *J. Vac. Sci. Technol.* **A 8**, 1237–1244 (1990).

УДК 621.9
EDN: EJBSPW

PACS: 81.10.Aj, 61.72.uf

Влияние толщины затравочного слоя аморфного германия на золото-индуцированную кристаллизацию тонких пленок германия

В. О. Константинов, Ф. А. Самохвалов, М. А. Морозова, Е. А. Баранов

Исследовано влияние толщины затравочного слоя аморфного германия на процесс золото-индуцированной кристаллизации пленок германия. Эксперименты проводились на подложках из кварцевого стекла и монокристаллического кремния с использованием метода магнетронного распыления для осаждения слоев аморфного германия и золота. Образцы подвергались высоковакуумному отжигу при температурах от 260 до 300 °С в течение 20–60 часов. Методами сканирующей электронной микроскопии (SEM), спектроскопии комбинационного рассеяния света (Raman) и рентгенофазового анализа (XRD) изучены морфология, кристаллическая структура и фазовый состав пленок. Результаты показали, что толщина затравочного слоя a аморфного германия существенно влияет на кинетику кристаллизации и размер кристаллитов германия. Образцы с более тонким затравочным слоем (4 нм) демонстрируют более высокую плотность зародышеобразования, в то время как увеличение толщины затравочного слоя (до 10 нм) способствует увеличению размера кристаллитов. Полученные данные подтверждают, что золото-индуцированная кристаллизация позволяет контролировать структуру и свойства поликристаллического германия, что делает его перспективным материалом для применения в микроэлектронике и оптоэлектронике.

Ключевые слова: золото-индуцированная кристаллизация; аморфный германий; затравочный слой; поликристаллический германий; комбинационное рассеяние света.

DOI: 10.51368/2307-4469-2025-13-2-141-148

Введение

Золото-индуцированная кристаллизация (ЗИК) аморфных полупроводниковых пленок является перспективным методом получения поликристаллических материалов для различных применений, включая тонкопленочные транзисторы, солнечные элементы и сен-

соры [1]. В отличие от твердофазной кристаллизации [2], ЗИК позволяет снизить температуру кристаллизации и контролировать размер и ориентацию кристаллитов, что открывает возможности для создания материалов с заданными свойствами. В данном контексте, германий (Ge) представляет особый интерес, так как обладает высокой подвижностью но-

Константинов Виктор Олегович¹, н.с.

E-mail: konstantinovitp@yandex.ru

Самохвалов Фаддей Алексеевич^{1,2}, инженер.

E-mail: faddeysamokhvalov@gmail.com

Морозова Марина Анатольевна¹, н.с., к.ф.-м.н.

E-mail: morozova.itp@gmail.com

Баранов Евгений Александрович¹, с.н.с., к.ф.-м.н.

E-mail: itpbaranov@gmail.com

¹ Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе Сибирского отделения Российской академии наук.

Россия, 630090, г. Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 1.

² Новосибирский государственный университет.

Россия, 630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2.

Статья поступила в редакцию 17.02.2025

После доработки 3.03.2025

Принята к публикации 7.04.2025

Шифр научной специальности: 1.3.8

© Константинов В. О., Самохвалов Ф. А., Морозова М. А., Баранов Е. А., 2025

сителей заряда и совместим с кремниевой технологией [3].

Исследования, посвященные изучению механизмов и кинетики металл-индуцированной кристаллизации аморфного германия (a-Ge) с использованием различных металлических слоев, включая золото (Au) показали, что ключевую роль в процессе кристаллизации играет диффузия атомов Ge в Au и образование зародышей кристаллической фазы Ge на границе раздела Au/a-Ge. При этом, на процесс кристаллизации оказывают влияние различные факторы, такие как температура отжига, толщина слоев Au и a-Ge, а также наличие примесей [4].

Особое внимание уделяется влиянию затравочного слоя на кристаллизацию аморфного материала в процессе металл-индуцированной кристаллизации (МИК), что стало предметом активных исследований в последние годы. Добавление слоя германия между подложкой и алюминиевым слоем способствует улучшению процесса МИК за счет повышения концентрации германия в алюминии, что ускоряет процесс нуклеации и способствует образованию крупных кристаллов при низких температурах [1]. Использование затравочного слоя германия толщиной 1 нм, значительно улучшает рост кристаллов, способствуя их развитию при низких температурах, порядка 275 °С, и обеспечивая формирование крупных зерен, диаметром более 100 мкм. При этом тонкий затравочный слой германия не только способствует ранней нуклеации, но и контролирует размер зерен, в то время как более толстые затравочные слои (порядка 3–10 нм) могут привести к высокой частоте нуклеации и меньшему размеру зерен [5]. Влияние затравочного слоя также сказывается на ориентации кристаллов в слое германия. Применение затравочного слоя германия и мембранного слоя (AlO_x или GeO_x) позволяет добиться высокой степени ориентации (111) для кристаллов германия [6]. Это улучшает электрические и оптические характеристики материала, что делает его подходящим для применения в высокоскоростных транзисторах и солнечных элементах [1].

Целью работы является исследование влияния толщины затравочного слоя аморфного германия на процесс золото-индуцированной кристаллизации пленок германия.

Эксперимент

В эксперименте использовались подложки из кварцевого стекла и монокристаллического кремния с подслоем термического оксида размером 12×18 мм. Подложки были предварительно очищены с использованием ПАВ и изопропилового спирта в ультразвуковой ванне.

На подложки были осаждены затравочные слои аморфного германия различной толщины (d) 4 нм, 7 нм и 10 нм, с использованием магнетронного распыления в режиме HiPIMS (High Power Impulse Magnetron Sputtering) с частотой 2,5 кГц и длительностью импульса 200 мкс в атмосфере Ar (99,9996 %) при комнатной температуре. В качестве мишени использовали монокристаллический Ge (99,99 %). Давление в камере во время синтеза составляло 0,35 Па, мощность разряда – 34 Вт. Скорость роста пленки составляла примерно 12 нм/мин, а ее толщина контролировалась временем осаждения. Далее на образцы был нанесен тонкий слой золота толщиной 90 нм с использованием метода термовакuumного напыления при комнатной температуре. Скорость роста пленки золота составляла около 6 нм/мин, и ее толщина регулировалась временем осаждения. Затем на приготовленные образцы была нанесена ультратонкая пленка из аморфного германия толщиной 2 нм с использованием метода магнетронного распыления в режиме, описанном выше. По завершении процесса осаждения образцы выдерживались на воздухе в течение 12 часов для окисления тонкого слоя аморфного германия и образования мембранного слоя субоксида германия (GeO_x) на поверхности золота [6]. Этот слой служит диффузионным барьером, и его толщина также контролирует плотность образования зародышей, что способствует увеличению среднего размера кристаллических структур. Далее был осажден слой аморфного германия толщиной 95 нм с использованием магнетронного распыления в режиме, описанном выше.

В результате исходные слоистые образцы имели структуру «подложка/a-Ge/Au/ GeO_x /a-Ge», которая показана на рисунке 1. Толщина пленок определялась по поперечному сколу с применением сканирующей электронной микроскопии (SEM).

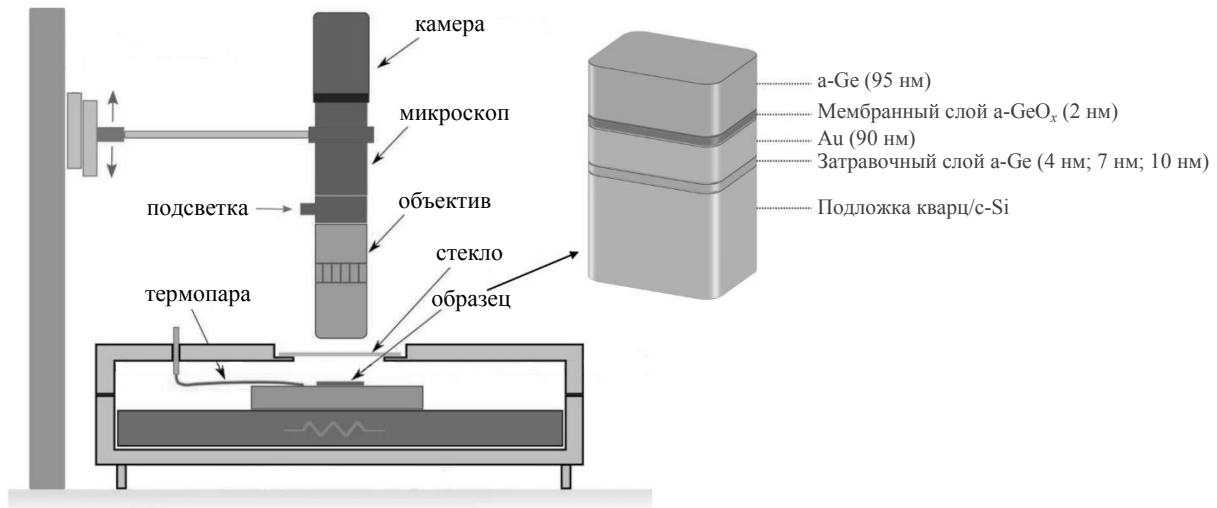


Рис. 1. Схема *in situ* оптической микроскопии и структура образца

Полученные образцы были подвергнуты высоковакуумному отжигу при давлении около 10^{-5} Па и температурах от 260 до 300 °С в течение 20÷60 часов. Образцы были размещены на нагревательной поверхности так, что осажденные структуры были ориентированы вверх. Нагрев осуществлялся с помощью трубчатого электронагревателя (ТЭН), размещенного со стороны атмосферы и оснащенного функцией регулировки температуры. Данная конструкция позволяла достигать заданных температурных значений и обеспечивать их стабильное поддержание в течение всего эксперимента. С помощью *in situ* оптической микроскопии, схема которой показана на рисунке 1, проводилось определение времени завершения процесса кристаллизации.

Метод оптической микроскопии (ОМ) использовался для изучения морфологии отожженных образцов. Для анализа кристаллической структуры пленок применялась спектроскопия комбинационного рассеяния

света (Raman) как со стороны пленки, так и со стороны подложки. Спектры Raman регистрировались в геометрии обратного рассеяния и в качестве источника возбуждения использовался Ar^{+} -лазер с длиной волны 514,5 нм. Образцы исследовались с применением рентгенофазового анализа (XRD) на дифрактометре Bruker D8 Advance с использованием $CuK\alpha$ излучения и линейного детектора LYNXEYE XE-T в диапазоне $10\text{--}70^{\circ} 2\theta$.

Результаты и дискуссия

SEM-изображения поперечного среза образца с $d = 10$ нм до термического отжига показали однородность и непрерывность слоев золота и германия, как представлено на рисунке 2. Метод энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDS) показал наличие примеси кислорода в пленке германия на уровне 1 ат. %.

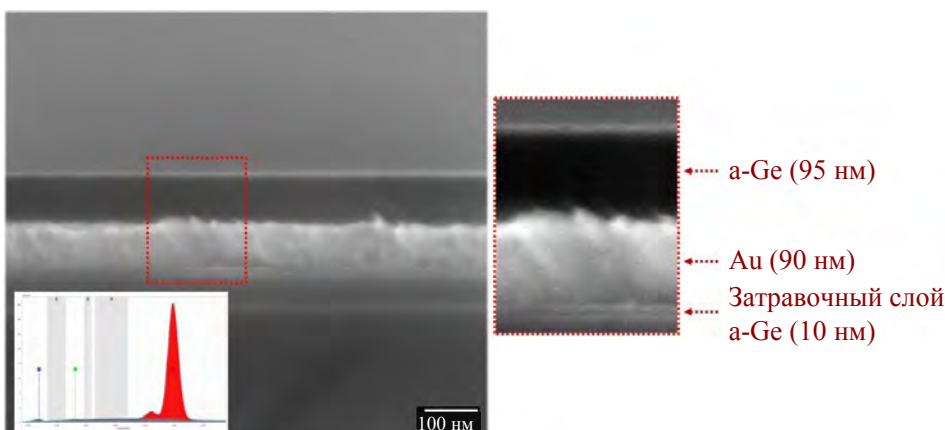


Рис. 2. SEM-изображения поперечного среза образца с $d = 10$ нм до термического отжига. На вставке показаны данные, полученные методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии

На рисунке 3 представлены спектры комбинационного рассеяния света, которые были зарегистрированы со стороны подложки для образцов, подвергнутых термической обработке при температуре 260 °С. Исследовались образцы с затравочным слоем аморфного германия толщиной 4 нм и 10 нм. На спектрах для обоих типов образцов наблюдались узкие пики при волновом числе около 300 см^{-1} , характеризующиеся шириной на полувысоте приблизительно 5 см^{-1} . Данные пики свидетельствуют о наличии поликристаллического германия [7], что подтверждает успешное протекание процесса золото-индуцированной кристаллизации.

Оптическая микроскопия показала, что золото из исходного нижнего слоя мигрировало в верхний слой, образуя круглые пятна. Это отчетливо прослеживается на микрофотографиях пленок для образцов с затравочным слоем толщиной 4 нм на рисунке 4а и 10 нм на рисунке 4б, соответственно. Темные участки на изображениях соответствуют областям аморфного германия, тогда как светлые области идентифицированы как золотая пленка. Это подтверждено анализом спектров Raman, где в светлых областях отсутствуют характерные пики, что согласуется с оптическими свойствами золота. Сравнение микрофотографий демонстрирует значительное влияние

толщины затравочного слоя на кинетику процесса ЗИК. Образцы с затравочным слоем толщиной 4 нм характеризуются существенно более высокой плотностью образования зародышей по сравнению с образцами, где толщина затравочного слоя составляет 10 нм. Это указывает на то, что уменьшение толщины затравочного слоя способствует увеличению плотности зародышеобразования, что, в свою очередь, влияет на морфологию и структурные свойства конечных пленок.

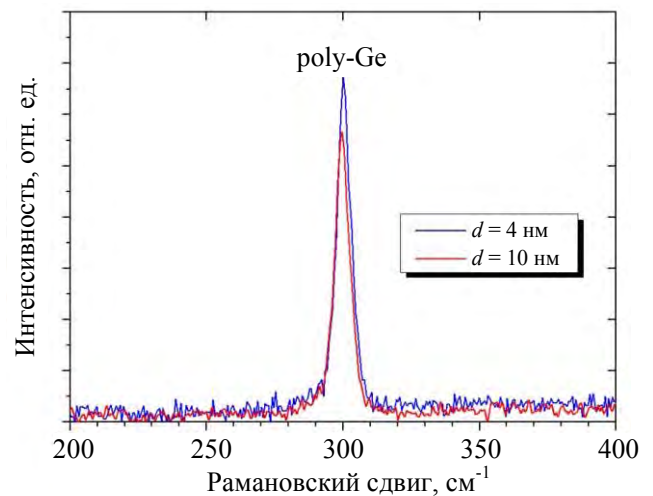
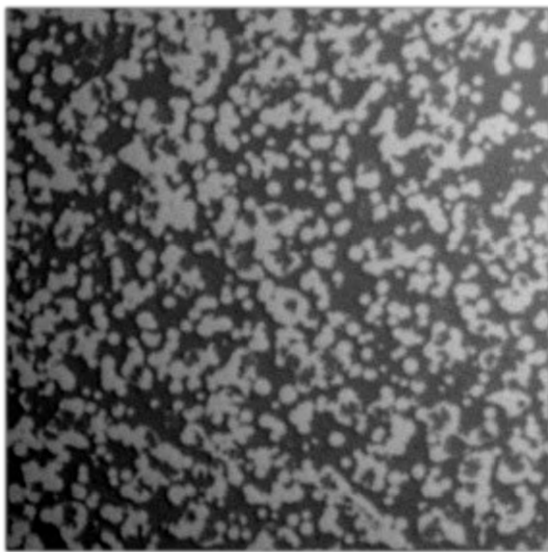
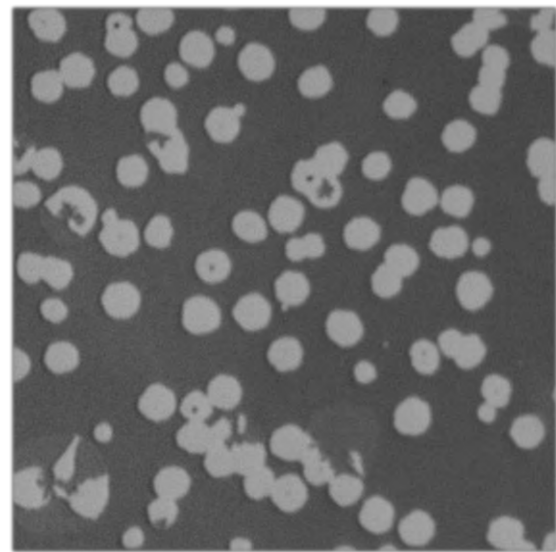


Рис. 3. Спектры комбинационного рассеяния света были зарегистрированы со стороны подложки для образцов, подвергнутых термической обработке при температуре 260 °С



а)



б)

Рис. 4. Изображение ОМ со стороны пленки для образцов после отжига при 260 °С: а) – образца с толщиной затравочного слоя 4 нм; б) – образца с толщиной затравочного слоя 10 нм. Размер изображения 300×300 мкм

Таким образом, результаты спектроскопии Raman и оптической микроскопии подтверждают, что толщина затравочного слоя аморфного германия является критическим параметром, определяющим кинетику и механизм золото-индуцированной кристаллизации.

Результаты рентгенофазового анализа подтвердили успешную золото-индуцированную кристаллизацию аморфного германия, с образованием поликристаллического материала, как показано на рисунке 5. На дифракционных картах наблюдаются пики, соответствующие кристаллическому германию, включая интенсивный максимум на $27,3^\circ$, что соответствует плоскости (111), а также менее выраженные пики на $45,4^\circ$, $53,8^\circ$ и $66,1^\circ$, соответствующие плоскостям (220), (311) и (400). Эти данные подтверждают образование кри-

сталлического германия с предпочтительной ориентацией по плоскости (111), независимо от толщины затравочного слоя и температуры отжига, что является индикатором успешного прохождения процесса кристаллизации. Данные XRD согласуются с результатами других исследований [8] в области золото-индуцированной кристаллизации германия, где также показано преобладание ориентации (111) в результате ЗИК германия с использованием золота. Согласно работе [9], рост кристаллитов с ориентацией (111) происходит на границе раздела «подложка-металл», что в нашем случае указывает на преобладание зарождения кристаллитов в затравочном слое. На дифракционной карте также присутствуют рефлексы, соответствующие кристаллическому золоту с ориентацией (111), (220) и (311) с центрами на $38,3^\circ$, $44,6^\circ$ и $64,8^\circ$.

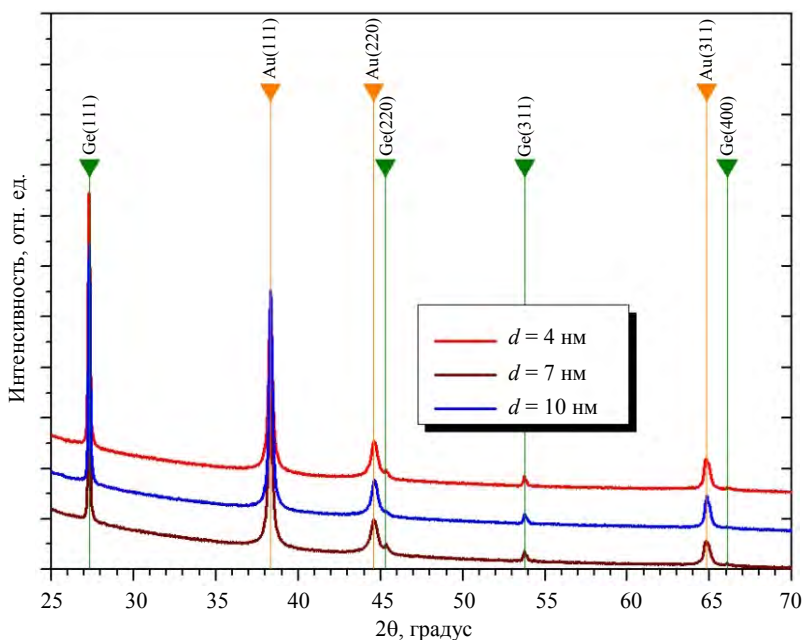


Рис. 5. Результаты рентгенофазового анализа для образцов, подвергнутых термической обработке при температуре 260°C

Анализ рентгеновских дифракционных спектров позволил определить область когерентного рассеяния, размер которой в данном исследовании соответствует диаметру кристаллита германия. Размеры кристаллитов были рассчитаны с применением формулы Шеррера на основе отдельных дифракционных максимумов с учетом инструментального уширения пиков (относительно эталонного пика c-Si). Погрешность оценки составила приблизительно 10%. Следует отметить, что для некоторых дифракционных максимумов

точное определение размера кристаллитов оказалось невозможным из-за близости ширины пиков германия к значениям эталона, что свидетельствует о размере кристаллитов, превышающем $0,5$ мкм. Были изучены зависимости размера кристаллитов германия от толщины затравочного слоя для образцов, подвергнутых отжигу при температурах 300°C и 260°C , как показано на рисунке 6. При температуре отжига 300°C размер кристаллитов германия увеличивается от 50 до 100 нм при увеличении толщины затравочного слоя с 4 до

10 нм для плоскости (220). Для плоскости (311) наблюдается увеличение размера кристаллитов германия с 150 до 220 нм при увеличении толщины затравочного слоя с 4 до 10 нм. Однако для температуры отжига 260 °С данная тенденция сохраняется не для всех ориентаций. Для плоскости (311) размер кристаллитов германия возрастает с 250 до 270 нм при увеличении толщины затравочного слоя с 7 до 10 нм, в то время как для плоскости (220) размер кристаллитов германия уменьшается с 70 до 50 нм при увеличении толщины затравочного слоя с 4 до 10 нм.

Полученные результаты согласуются с данными, представленными в работе [7], где анализ ширины пиков на полувысоте (FWHM) с использованием формулы Шеррера показал,

что увеличение температуры отжига способствует росту размеров кристаллитов германия. Согласно их исследованиям, размер кристаллитов, оцененный по FWHM, варьируется от 20–30 нм при 300 °С до более 40 нм при 500 °С. Однако важно отметить, что в указанной работе рассматривалась система с температурой выше эвтектической точки Au-Ge, что затрудняет прямое сравнение температурных зависимостей размеров кристаллитов. В настоящей работе для ориентации (111) при температуре отжига 300 °С размер кристаллитов оказался почти на порядок больше, чем значения, приведенные в [7]. Это расхождение может быть связано с различиями в экспериментальных условиях, таких как методы подготовки образцов, толщина пленок или состав материалов.

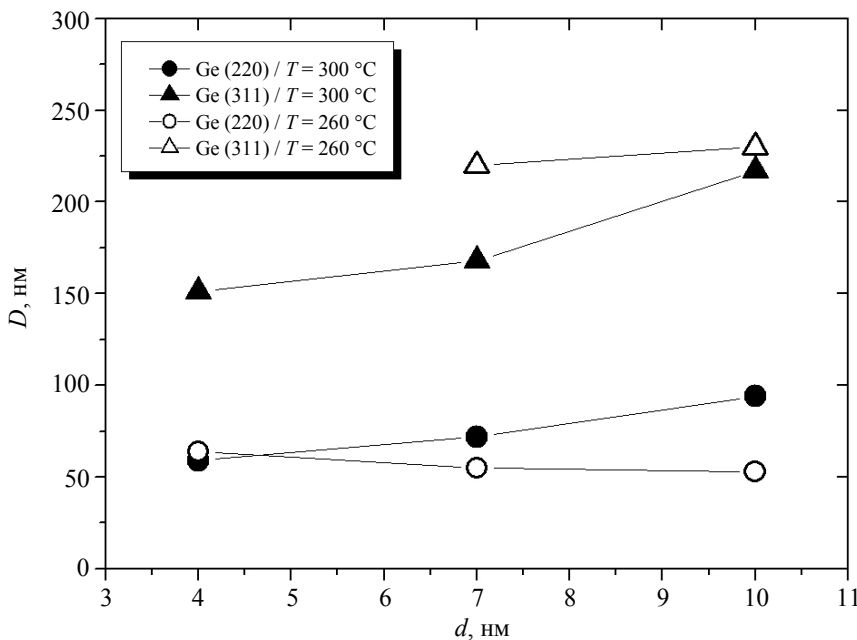


Рис. 6. Размер кристаллитов германия D в зависимости от толщины затравочного слоя d для образцов после отжига

Заключение

Исследование влияния толщины затравочного слоя аморфного германия на процесс золото-индуцированной кристаллизации показало, что уменьшение толщины затравочного слоя существенно увеличивает плотность зародышеобразования, что напрямую влияет на морфологию и размеры кристаллитов в конечных пленках. С помощью спектроскопии Рамана и рентгеновской дифракции было подтверждено образование поликристаллического германия с предпочтительной ориентацией по плоскости (111), независимо от толщины за-

травочного слоя. Измерения показали, что для образцов с меньшей толщиной затравочного слоя наблюдается более быстрый процесс кристаллизации и увеличение среднего размера кристаллитов. Кроме того, влияние температуры отжига также имело важное значение: при более низких температурах наблюдалась тенденция к уменьшению размера кристаллитов с увеличением толщины затравочного слоя для некоторых ориентаций. Таким образом, использование затравочного слоя в процессе МИК предоставляет значительные преимущества для улучшения качества и стабильности кристаллизации германия на

низкотемпературных подложках, открывая новые возможности для создания гибких и экономически эффективных устройств на основе германия.

Исследование выполнено при поддержке
Российского научного фонда
(грант № 22-79-10079,

<https://rscf.ru/project/22-79-10079/>) (диагностика
и отжиг тонких пленок) и в рамках
государственного задания ИТ СО РАН
№ 121031800218-5 (синтез тонких пленок).

Синтез тонких пленок осуществлен
с использованием уникальной научной установки
«Вакуумный газодинамический комплекс»
ИТ СО РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Toko K., Numata R., Oya N., Fukata N., Usami N., Suemasu T. / Appl. Phys. Lett. 2014. Vol. 104. № 2. P. 022106.
2. Kim M. S., Lee J. S., Kim Y. S., Joo S. K. / J. Korean Phys. Soc. 2005. Vol. 47. № 9. P. 404.
3. Cheng B., Cheng L., Liu Z., Xue C. / J. Semicond. 2016. Vol. 37. № 8. P. 081001.
4. Sunthornpan N., Kimura K., Kyuno K. / J. Vac. Sci. Technol. B. 2022. Vol. 40. № 3. P. 030601.
5. Numata R., Toko K., Nakazawa K., Usami N., Suemasu T. / Thin Solid Films. 2014. Vol. 557. P. 143.
6. Pelati D., Patriarche G., Mauguin O., Largeau L., Brisset F., Glas F., Oehler F. / Cryst. Growth Des. 2017. Vol. 17. № 10. P. 5783.
7. Kabacelik I., Kulakci M., Turan R., Unal N. / Surf. Interface Anal. 2018. Vol. 50. № 7. P. 744.
8. Park J. H., Suzuki T., Kurosawa M., Miyao M., Sadoh T. / Appl. Phys. Lett. 2013. Vol. 103. № 8. P. 082102.
9. Aoki R., Park J. H., Miyao M., Sadoh T. / ECS J. Solid State Sci. Technol. 2016. Vol. 5. № 3. P. 179.

PACS: 81.10.Aj, 61.72.uf

Effect of amorphous germanium seed layer thickness on gold-induced crystallization of germanium thin films

V. O. Konstantinov¹, F. A. Samokhvalov^{1,2}, M. A. Morozova¹ and E. A. Baranov¹

¹ Kutateladze Institute of Thermophysics of the Siberian Branch
of the Russian Academy of Sciences

1, Lavrentieva Ave., Novosibirsk, 630090 Russia

² Novosibirsk State University

2, Pirogova st., Novosibirsk, 630090 Russia

Received 17.02.2025; revised 3.03.2025; accepted 7.04.2025

This paper investigates the effect of the thickness of the amorphous germanium seed layer on the process of gold-induced crystallization of germanium films. The experiments were carried out on quartz glass and monocrystalline silicon substrates using the magnetron sputtering method to deposit amorphous germanium and gold layers. The samples were subjected to high vacuum annealing at temperatures between 260 and 300 °C for 20–60 hours. The morphology, crystal structure and phase composition of the films were studied using scanning electron microscopy (SEM), Raman spectroscopy and X-ray phase analysis (XRD). The results showed that the thickness of the amorphous germanium seed layer significantly affects the kinetics of crystallization and the size of the germanium crystallites. Samples with a thinner seed layer (4 nm) show a higher nucleation density, while an increase in seed layer thickness (up to 10 nm) contributes to an increase in crystallite size. The data obtained confirm that gold-induced crystallization makes it possible to control

the structure and properties of polycrystalline germanium, making it a promising material for use in microelectronics and optoelectronics.

Keywords: gold-induced crystallization; amorphous germanium; seed layer; polycrystalline germanium; Raman scattering.

REFERENCES

1. Toko K., Numata R., Oya N., Fukata N., Usami N. and Suemasu T., Appl. Phys. Lett. **104** (2), 022106 (2014).
2. Kim M. S., Lee J. S., Kim Y. S. and Joo S. K., J. Korean Phys. Soc. **47** (9), 404 (2005).
3. Cheng B., Cheng L., Liu Z. and Xue C., J. Semicond. **37** (8), 081001 (2016).
4. Sunthornpan N., Kimura K. and Kyuno K., J. Vac. Sci. Technol. B. **40** (3), 030601 (2022).
5. Numata R., Toko K., Nakazawa K., Usami N. and Suemasu T., Thin Solid Films. **557**, 143 (2014).
6. Pelati D., Patriarche G., Mauguin O., Largeau L., Brisset F., Glas F. and Oehler F., Cryst. Growth Des. **17** (10), 5783 (2017).
7. Kabacelik I., Kulakci M., Turan R. and Unal N., Surf. Interface Anal. **50** (7), 744 (2018).
8. Park J. H., Suzuki T., Kurosawa M., Miyao M. and Sadoh T., Appl. Phys. Lett. **103** (8), 082102 (2013).
9. Aoki R., Park J. H., Miyao M. and Sadoh T., ECS ECS J. Solid State Sci. Technol. **5** (3), 179 (2016).

УДК 538.9
EDN: XJLSLA

PACS: 81.05.-t

Сопряженные фазовые переходы диамагнетик-парамагнетик и диэлектрик-полупроводник в многокомпонентных аморфных углеводородных средах

М. Ю. Доломатов, С. А. Шуткова, А. А. Родионов, Р. З. Бахтизин,
К. А. Гильманишина

Показано, что высокомолекулярные нефтяные материалы, к которым относятся концентраты смолисто-асфальтовых веществ – битуминозные вещества, асфальты, нефтяные смолы, пеки и т. д. обладают особыми свойствами. Для таких материалов характерны сопряженные фазовые переходы «диэлектрик-полупроводник» и «диамагнетик-парамагнетик» при температурах выше точки размягчения (стеклования). По совокупности магнитоэлектрических и реологических свойств можно предположить, что рассматриваемые системы являются фрустрированными парамагнитными органическими спиновыми стеклами. Результаты эксперимента, проведенного с образцом нефтяного асфальта, являются доказательством подобных эффектов. Данные ЭПР показывают, что при нагревании образца асфальта происходит увеличение концентрации парамагнитных центров с одновременным возрастанием электрической проводимости, что свидетельствует о фазовом переходе «диэлектрик-полупроводник», который сопряжен с ростом количества парамагнитной фазы. Рассчитаны энергия активации проводимости (2,56 эВ) и активации вязкости образца асфальта (0,95 эВ). Подобное изменение электрофизических и магнитных свойств исследуемых материалов свидетельствуют о возможности их применения как материалов с широким диапазоном электропроводящих и магнитных свойств.

Ключевые слова: аморфные нефтяные среды; многокомпонентные парамагнитные органические спиновые стекла; фазовый переход «диэлектрик-полупроводник»; фазовый переход «диамагнетик-парамагнетик».

DOI: 10.51368/2307-4469-2025-13-2-149-156

Введение

Исследования, проведенные в последние годы, свидетельствуют, что материалы с высоким содержанием углерода на основе нефтяных высокомолекулярных фракций, например, нефтяных и каменноугольных смол и пеков, битумов и асфальтов имеют перспективу для микроэлектроники. В отличие от синтетических материалов типа графена и нанотрубок, такие материалы обладают низкой себестоимостью и содержат в своей структуре полициклические ароматические углеводороды (ПАУ), которые являются

структурными элементами графена и графита и имеют полупроводниковые свойства [1–5].

В данной работе объектами исследования являются высокомолекулярные нефтяные системы, содержащие полициклические структуры, к которым относятся смолисто-асфальтовые вещества (САВ). К таким системам относятся концентраты САВ – битуминозные вещества, нефтяные асфальтены и смолы, пеки, содержащие зародыши графеноподобных гексагоновых структур ПАУ.

Отметим, что материалы нефтяного и угольного происхождения являются неупорядоченными парамагнитными многокомпо-

нентными системами с хаосом состава. Такие системы обладают парамагнетизмом [6, 7], магнитная восприимчивость которых достигает величины 10^{-9} – 10^{-5} м³/кг. Считается что парамагнитные центры (ПМЦ) в нефтяных системах локализованы в АСВ. Концентрация ПМЦ в САВ имеет очень высокие значения до 10^{18} – 10^{21} спин/г, что связано с присутствием d-металлов V, Ni, Fe в металлопорфиринах, а также стабильных свободных радикалов [7, 8]. Поэтому следует ожидать, что высокие концентрации ПМЦ будут влиять на электропроводность системы с большим количеством углерода.

С точки зрения теории [7] высококипящие нефтяные системы представляют собой высокомолекулярную парамагнитную фазу из смол и асфальтенов, диспергированную в диамагнитной углеводородной среде. Большинство подобных материалов находятся в стеклообразном состоянии, что, по нашему мнению, позволяет отнести их к многокомпонентным парамагнитным органическим спиновым стеклам. Например, обладающие парамагнетизмом концентраты нефтяных асфальтенов имеют высокие температуры стеклования (от 20 °С до 200 °С).

Из многочисленных исследований известно, что спиновое стекло образуется ниже температуры стеклования (размягчения) из сред с ближним структурным порядком, содержащих магнитные примеси с концентрацией от 0,1 до 10 процентов [10, 11]. В последние годы в физике конденсированного состояния интенсивно исследуются фазовые переходы (ФП) в фрустрированных спиновых стеклах (ФСС). В этих магнетиках минимальная энергия взаимодействующих спинов, достижимая при антипараллельной ориентации спинов, невозможна, вследствие препятствий со стороны аморфной среды и специфических взаимодействий [12]. ФСС метастабильны и характеризуются разнообразием фаз и ФП, что связано с высокой чувствительностью систем к слабым электромагнитным полям, механическим деформациям, квантовым и тепловым флуктуациям, структурным дефектам среды и т. д.

В соответствии с термодинамикой многокомпонентных систем с хаосом химического состава [12], имеем распределение состава по

свободным энергиям образования близкое к нормальному распределению:

$$P = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left[-\frac{F_i - \bar{F}}{\sqrt{2\sigma}}\right]^2, \quad (1)$$

где P – вероятность присутствия в аморфной матрице молекул с определенной свободной энергией образования; F_i – свободная энергия образования i -го соединения; \bar{F} – средняя свободная энергия образования всех соединений; σ^2 – соответствующая дисперсия нормального распределения.

Отсюда следует, что среднее макроскопическое свойство среды (\bar{Z}) выражается через распределение (1):

$$\bar{Z} = \int Z(n) P(F) dn. \quad (2)$$

В аморфных нефтяных средах вклад в свободную энергию вносят обменные спиновые взаимодействия. Поэтому в приближении решетки Изинга справедливо выражение:

$$F_s = F_{0s} - 2 \sum J_{lk} (S_k S_l), \quad (3)$$

где F_s – усреднённое по возможным спиновым состояниям значение свободной энергии; F_{0s} – свободная энергия без учета обменного взаимодействия; J_{lk} – обменный интеграл; S_k, S_l – векторы спинов электронов модули, которых равны спиновым квантовым числам.

С учетом (1) и (3) имеем:

$$P_s = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left[-\frac{F_{0s} - 2 \sum J_{lk} (S_k S_l) - \bar{F}_s}{\sqrt{2\sigma}}\right]^2. \quad (4)$$

Таким образом, нефтяные материалы имеют большее разнообразие свойств и относятся к сильно фрустрированным спиновым системам, так как согласно (4) количество спиновых состояний в аморфной среде существенно увеличивается. В таблице 1 приведены свойства обычных и многокомпонентных фрустрированных спиновых стекол на нефтяной основе.

Таблица 1

Свойства обычных и многокомпонентных парамагнитных фрустрированных спиновых стекол на нефтяной основе

Свойства	Обычные спиновые стекла	Органические спиновые стекла
Относительная концентрация магнитных частиц	Ферромагнетики в количестве 10^{-3} – 10^{-1}	Парамагнетики в количестве 10^{-3} – 10^{-1}
Состояние	Стеклообразное	Жидкое и стеклообразное
Дальний порядок	Отсутствует	Отсутствует
Электронная проводимость	Имеется	Имеется
d-элементы, обуславливающие магнетизм	Ионы d-элементов металлов	Ионы d-элементов металлов (V, Ni, Fe)
Органические носители парамагнетизма	Отсутствуют	Органические стабильные радикалы
Диамагнитная фаза	Неорганическая аморфная	Органическая многокомпонентная аморфная
Зависимость магнитной восприимчивости от температуры	Существует	Существует
Магнитная восприимчивость	> 0	> 0
g-фактор	\approx g-фактору свободного электрона	2,0023–2,0054

В [13, 14] в концентратах асфальтенов и олигомерах на основе гудрона, описан ФП «диэлектрик–полупроводник», заключающийся в росте электропроводности от значений, характерных для диэлектриков, до значений, характерных для полупроводников. Расчеты по методу DFT и 6-31G* и молекулярной динамики указывают на экситонный характер проводимости [15].

Цель работы. Исследование электрофизических свойств САВ и возможности их использования в электротехнике и наноэлектронике.

Объекты исследования. Объектом проведенных исследований является образец асфальта второй ступени пропановой деасфальтизации гудрона западносибирской нефти (АПД), Физико-химические свойства АПД приведены в таблице 2.

Таблица 2

Свойства и состав образца АПД

Свойство	Значение
Относительная плотность	1,046
Усредненная по составу молярная масса, г·моль ⁻¹	880
Количество парамагнетиков, % масс.	45,9
Количество диамагнетиков, % масс.	66,8
Интервал температуры стеклования (размягчения) по методу КиШ, °С	31,2–35,3
Количество ПМЦ по данным ЭПР (298 К), спин/г	$6,29 \times 10^{18}$
Элементный состав, % масс.	
С – 85,90; Н – 9,41; S – 2,64; N – 0,61; O – 0,92, (V + Ni + примеси) – 0,52	
Групповой состав по данным элюэнтной хроматографии, % масс.	
парафины и нафтены	
	7,49
сумма ароматических углеводородов	
	59,61
Количество смолистых веществ	
	14,9
асфальтены	
	18,3

Методика эксперимента

В исследованиях использованы стандартные методы определения физико-химических свойств: плотности (ASTM 1298), среднечисловой молярной массы (криоскопия в нафталине), температуры размягчения (ГОСТ 11506). По данным ИК-спектроскопии определялся групповой состав образца. ИК-спектры регистрировали на спектрометре ФТ-801 с Фурье-преобразованием. Элементный состав определялся методом рентген-флуоресцентного анализа на аппарате PE 2400-II.

Проведены эксперименты по исследованию фазовых переходов «диамагнетик-парамагнетик» и «диэлектрик-полупроводник» с применением метода ЭПР и измерением электрической проводимости образца нефтяного асфальта. Методом ЭПР регистрировались температурные изменения концентрации ПМЦ.

Электропроводность определяли на аппаратно-цифровом комплексе *NI ELVIS II*. Нижний предел чувствительности измерительной аппаратуры составил 10^{-12} А [16].

Концентрации ПМЦ объектов определяли на стационарном спектрометре X-диапазона ESP-300 фирмы Bruker. Для каждого из образцов исследованы температурные зависимости спектров ЭПР в интервале температур 303 – 433 К с шагом 10–20 К и скоростью нагрева 2 К/мин. Концентрация ПМЦ оценивалась из сравнения интегральных интенсивностей спектров исследуемого образца и эталонного образца (раствор *Cu-DETC*) с известной концентрацией ПМЦ.

Измерения динамической вязкости проводили в интервале температур 303–433 К на ротационном вискозиметре *Brookfield DV2*. В исследованиях были использованы стандартные методы определения физико-химических свойств: плотности (ASTM 1298), молекулярной массы (спектроскопия в видимой области), температуры размягчения (ГОСТ 11506). Групповой состав определялся методом элюэнтной хроматографии на аппарате Градиент-М.

Результаты эксперимента

Проведены исследования динамики изменения концентрации парамагнитных центров углеродного типа (ПМЦ) методом ЭПР и со-

ответствующего изменения электрической проводимости с ростом температуры, которые согласуются с ранее проведенными экспериментами на других объектах [17, 18]. Данные ЭПР (табл. 3) свидетельствуют, что при нагревании образца концентрация ПМЦ увеличивается от $6,7 \times 10^{18}$ до $10,8 \times 10^{18}$ спин/г. Электрические измерения показали, что в этом интервале температур также наблюдается возрастание удельной электрической проводимости (от 10^{-11} до 10^{-5} Ом $^{-1}$ ·м $^{-1}$) (табл. 3).

Таблица 3

Взаимосвязь парамагнетизма и электропроводности

Температура, К	Количество ПМЦ, $\times 10^{18}$ спин/г	Электропроводность, (Ом·м) $^{-1}$
303	6,7	$1,24 \times 10^{-11}$
313	7,8	$3,83 \times 10^{-11}$
333	7,9	$3,75 \times 10^{-10}$
343	8,3	$1,22 \times 10^{-9}$
353	8,8	$5,94 \times 10^{-9}$
363	9,5	$1,19 \times 10^{-8}$
373	9,9	$1,49 \times 10^{-7}$
393	10,5	$3,58 \times 10^{-7}$
413	10,6	$2,49 \times 10^{-6}$
433	10,8	$3,45 \times 10^{-5}$

Следовательно, возрастания проводимости и парамагнетизма взаимосвязаны. Иными словами, существует ФП «диэлектрик-полупроводник», который связан с увеличением количества ПМЦ при повышении температуры (табл. 3). В соответствии с теорией [7] последнее означает, что происходит генерация спинов в результате распада метастабильных молекул с образованием свободных радикалов



где M – молекула; R – свободный радикал.

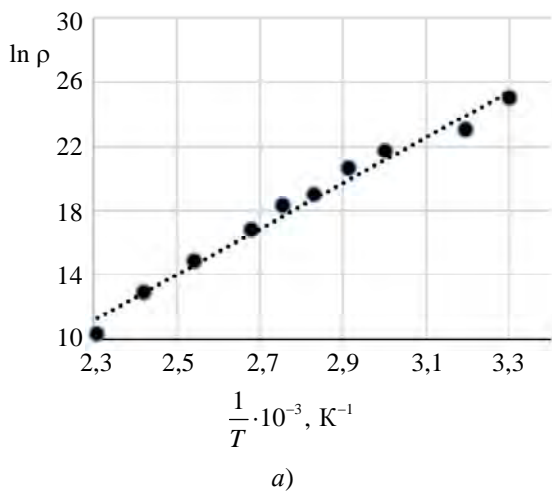
С ростом температуры происходит сдвиг равновесия (5) вправо. При этом происходит не только увеличение концентрации углеродных спинов, но и ФП из стеклообразного аморфного состояния в вязко-текучее, а также ФП диэлектрик-полупроводник. Вероятно, электропроводность возрастает по причине того, что свободные стабильные радикалы являются акцепторами электронов и эквивалентны допирующей добавке р-типа. Важным

доказательством обратимости процессов генерации спинов является температурный гистерезис электропроводности [18].

В предположении прыжкового механизма переноса заряда обработкой экспериментальных данных рассчитана энергия активации проводимости по уравнению аррениусовского типа:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{E_A}{RT}}, \quad (6)$$

где σ_0 – предэкспоненциальный множитель, $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$; E_A – энергия активации электропроводности, Дж/моль; $R = 8,315 \text{ Дж}/(\text{К}\cdot\text{моль})$ – универсальная газовая постоянная; T – абсолютная температура.



Логарифмическая зависимость удельного сопротивления от температуры показана на рисунке а.

Из реологии жидкой среды известно, что динамическая вязкость связана с временем релаксации системы и описывается уравнением:

$$\eta = \eta_0 e^{-\frac{E_A}{RT}}, \quad (7)$$

где η – динамическая вязкость, Па·с; η_0 – предэкспонента вязкости, Па·с; E_A – энергия активации вязкости, Дж/моль.

Результаты измерения динамической вязкости приведены в таблице 3, логарифмическая зависимость динамической вязкости от температуры показана на рисунке б.

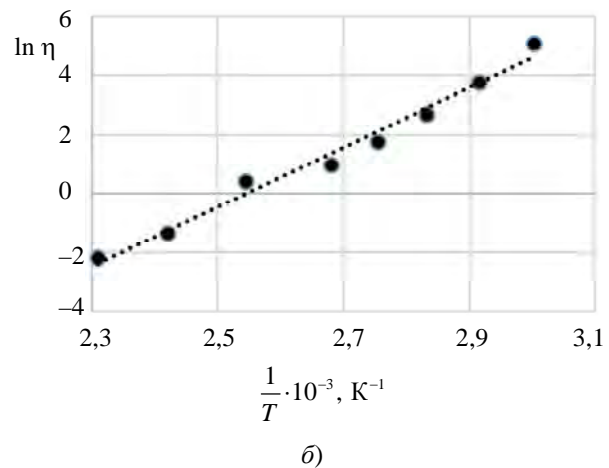


Рис. Температурная зависимость удельного сопротивления (а) и динамической вязкости (б)

Таблица 4

Сопоставление температурной зависимости электропроводности и вязкости образца АПД

Электропроводность			
Температура, К	Электропроводность, $(\text{Ом}\cdot\text{м})^{-1}$	Логарифм предэкспоненты	Энергия активации проводимости, кДж/моль
333	$3,75 \times 10^{-10}$	23,18	246,58 кДж/моль (2,56 эВ)
343	$1,22 \times 10^{-9}$		
353	$5,94 \times 10^{-9}$		
363	$1,19 \times 10^{-8}$		
373	$1,49 \times 10^{-7}$		
393	$3,58 \times 10^{-7}$		
413	$2,49 \times 10^{-6}$		
433	$3,45 \times 10^{-5}$		
Вязкость в текущем состоянии			
Температура, К	Динамическая вязкость, Па·с	Логарифм предэкспоненты	Энергия активации вязкости, кДж/моль
333	158,81	28,31 Температура размягчения (стеклования) по методу КиШ в интервале 298–302 К	91,39 кДж/моль (0,95 эВ)

Энергия активации вязкого течения образца в диапазоне температур менее 473 К равна 0,95 эВ, соответственно энергия активации проводимости составляет 2,56 эВ. Значит, в исследуемых парамагнитных средах с увеличением температуры снижается не только электрическое сопротивление, но и время релаксации, и, как следствие, динамическая вязкость. Отсюда следует, что электропроводность в таких стеклах не связана с переносом заряда, обусловленного движением частиц, а имеет зарядовую электронную природу. Уменьшение вязкости способствует накоплению стабильных свободных радикалов в среде. В отличие от классических спиновых стекол наблюдаются процессы генерации и рекомбинации свободных углеродных радикалов различных типов за счет разрыва слабых углеродных связей. Эти процессы генерации и рекомбинации ПМЦ оказывают значительное влияние на структуру и свойства нефтяных систем, а также на кинетику термических процессов в таких системах. Так как свободные стабильные радикалы являются акцепторами электронов, то они эквивалентны допирующей добавке в асфальтены (полупроводник *p*-типа) и электропроводность возрастает.

Следствием наблюдаемых закономерностей является различная релаксационная природа электропроводности и вязкости многокомпонентных парамагнитных стекол. Это означает, что механизмы переноса импульса и заряда существенно отличаются друг от друга. Таким образом, для парамагнитных фрустрированных многокомпонентных органических стекол характерны сопряженные ФП «диэлектрик–полупроводник» выше точки размягчения (стеклования) и «диамагнетик–парамагнетик». Эти процессы связаны с усилением процесса генерации спинов за счет термического распада соединений со слабыми углеродными связями в многокомпонентной среде.

На основании вышеизложенного можно заключить, что нефтяные системы являются фрустрированными спиновыми парамагнитными органическими стеклами. Эти процессы связаны с усилением процесса термического распада метастабильных соединений и генерацией стабильных свободных радикалов в многокомпонентной среде. Обнаруженные эффекты позволяют разработать новые терморезистивные материалы на новой основе [19].

Заключение

Показано, что аморфные многокомпонентные парамагнитные системы из большого количества разнообразных органических соединений могут быть отнесены к фрустрированным многокомпонентным органическим парамагнитным спиновым стеклам. Установлено, что для САВ характерны сопряженные фазовые переходы «диэлектрик–полупроводник» и «диамагнетик–парамагнетик» при температурах выше температуры стеклования. Значительное увеличение электропроводности свидетельствует о развитии ФП «диэлектрик–полупроводник», который связан с ростом количества парамагнитной фазы. Обратимость ФП в САВ подтверждает температурный гистерезис электропроводности.

Результаты исследований электрофизических свойств САВ подтверждают возможность использования асфальтенов и их концентратов в электротехнике и наноэлектронике.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zang X., Dong Y., Jian C. et al. / Matter. 2022. Vol. 5. № 2. P. 430–447.
2. Gonzalez D., Montes-Moran M. A., Garcia A. B. / Energy and Fuels. 2003. Vol. 17. P. 1324–1329.
3. Keller B. D., Ferralis N., Grossman J. C. / Nano Lett. 2016. Vol. 16. P. 2951–2957.
4. Dolomatov M. Yu., Petrov A. M., Bakhtizin R. Z. et al. / IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering. 2017. Vol. 195. P. 29–32.
5. Dolomatov M. Yu., Desortsev S. V., Shutkova S. A. / Journal of Materials Science and Engineering. 2012. Vol. 2. № 2. P. 151–157.
6. Гарифьянов Н. С., Козырев Б. М. / ЖЭТФ. 1956. Т. 30. № 2. С. 272–276.
7. Унгер Ф. Г., Андреева Л. Н. Фундаментальные аспекты химии нефти. Природа смол и асфальтенов. – Новосибирск: Наука, 1995.
8. Yen T., Chilingarian G. Asphaltenes and asphalts. Developments in petroleum science. – New York: Elsevier, 1994.
9. Diep H. T. / Journal of Science: Advanced Materials and Devices. 2016. P. 31–44.
10. Tisser M., Delamotte B., Mouhanna D. / Physical Review Letters. 2000. Vol. 84. № 22. P. 5208–5211.
11. Доценко В. С. / УФН. 1995. Т. 165. № 5. С. 481–528.
12. Долوماتов М. Ю. Фрагменты теории реального вещества. – М.: Химия, 2005.
13. Dolomatov M. Yu., Rodionov A. A., Petrov A. M., Gafurov M. R., Orlinskii S. B., Biktagirov T. B.,

Makarchikov S. O. / Magnetic Resonance in Solids. 2016. № 1. P. 1–7.

14. *Dolomatov M. Yu., Gafurov M. R., Rodionov A. A. et al.* / IOP Conf. Series: Earth and Environmental Science. 2018. Vol. 155. P. 82–90.

15. *Доломатов М. Ю., Шуткова С. А., Бахтизин Р. З., Доломатова М. М., Латыпов К. Ф., Гильманшина К. А., Бадретдинов Б. Р.* / Нефтехимия. 2020. Т. 60. № 1. С. 20–25.

16. *Рыжиков О. Л., Сафаргаллин И. Н., Петров А. М., Доломатов М. Ю.* Автоматизированный измерительный комплекс электрофизических свойств

высокоомных материалов. Полезная модель. Патент на изобретение № 154974 (РФ). 2015.

17. *Доломатов М. Ю., Шуткова С. А., Кавыев А. Г. и др.* / Электротехнические и информационные комплексы и системы. 2013. № 3. С. 109–114.

18. *Dolomatov M. Yu., Petrov A. M., Bakhtizin R. Z. et al.* / Inorganic materials: applied research. 2016. № 7. P. 453–457.

19. *Косых Л. А., Лебедев Ю. А., Чувывров А. Н., Машкина Е. А.* / Структура и динамика молекулярных систем: сб. статей X Всерос. конф. – Йошкар-Ола, 2003. Ч. 1. С. 159–161.

Доломатов Михаил Юрьевич, рук. лаб., д.х.н., профессор.

E-mail: mdolomatov@bk.ru

Шуткова Светлана Александровна, доцент, к.х.н.

E-mail: Svetlana-Shutkova@yandex.ru

Родионов Александр Александрович, электроник.

E-mail: rodionovshurik@yandex.ru

Бахтизин Рауф Загидович, д.ф.-м.н., профессор.

E-mail: mdolomatov@bk.ru

Гильманшина Карина Айдаровна, аспирант.

E-mail: karina.gilmandshina@gmail.com

¹ Уфимский межвузовский кампус евразийского Ноц. Россия, Республика Башкортостан, 450074, г. Уфа, ул. Заки Валиди, 32/2.

² Башкирский государственный аграрный университет. Россия, Республика Башкортостан г. Уфа, 450001, ул. 50-летия Октября, 34.

³ Институт физики Казанского (Приволжского) федерального университета.

Россия, Республика Татарстан, г. Казань, 420008, ул. Кремлевская 18.

⁴ Уфимский университет науки и технологий.

Россия, Республика Башкортостан, 450074, г. Уфа, ул. З. Валиди, 32.

⁵ Уфимский государственный нефтяной технический университет.

Россия, Республика Башкортостан, 450074, г. Уфа, ул. Космонавтов, 1.

Статья поступила в редакцию 17.01.2025

После доработки 13.03.2025

Принята к публикации 26.03.2025

Шифр научной специальности: 1.3.8

© Доломатов М. Ю., Шуткова С. А., Родионов А. А., Бахтизин Р. З., Гильманшина К. А., 2025

PACS: 81.05.-t

Conjoined diamagnetic-paramagnetic and dielectric-semiconductor phase transitions in multicomponent amorphous hydrocarbon media

M. Y. Dolomatov¹, S. A. Shutkova², A. A. Rodionov³, R. Z. Bakhtizin⁴ and K. A. Gilmanshina⁵

¹ Laboratory of the Centre for Carbon Technologies
of the Ufa Interuniversity Campus of Eurasian Noz.
32/2, Zaki Validi st., Ufa, 450074 Republic of Bashkortostan, Russia

² Bashkir State Agrarian University
34, 50-letiya Oktyabrya st., Ufa, 450001 Republic of Bashkortostan, Russia

³ Institute of Physics Kazan (Volga Region) Federal University⁷
18, Kremlevskaya st., Kazan, 420008 Republic of Tatarstan, Russia

⁴ Ufa University of Science and Technology
32, Z. Validi st., Ufa, 450074 Republic of Bashkortostan, Russia

⁵ Ufa State Oil Technical University
1, Kosmonavtov st., Ufa, 450062 Republic of Bashkortostan, Russia

Received 17.01.2025; revised 13.03.2025; accepted 26.03.2025

It is shown that high-molecular oil materials, which include concentrates of asphalt-resinous substances – bituminous substances, asphalts, oil resins, pecks, etc. have special properties. Such materials are characterised by conjugate phase transitions ‘dielectric-semiconductor’ and ‘diamagnetic-paramagnetic’ at temperatures above the softening point (glass transition). According to the totality of magnetoelectric and rheological properties, it can be assumed that the systems under consideration are frustrated paramagnetic organic spin glasses. The results of the experiment carried out with a sample of petroleum asphalt are proof of such effects. EPR data show that when heating asphalt there is an increase in the amount of PMC: with a simultaneous increase in electrical conductivity, which indicates a phase transition ‘dielectric-semiconductor’, which is associated with an increase in the amount of phase paramagnetic. The conduction activation energy (2.56 eV) and viscosity activation energy of the asphalt sample (0.95 eV) were calculated. Such a change in the electrophysical and magnetic properties of the investigated materials indicate the possibility of their application as materials with a wide range of electrically conductive and magnetic properties.

Keywords: amorphous oil media; multicomponent paramagnetic organic spin glasses; dielectric-semiconductor phase transition; diamagnetic-paramagnetic phase transition.

REFERENCES

- Zang X., Dong Y., Jian C. et al., *Matter* **5** (2), 430–447 (2022).
- Gonzalez D., Montes-Moran M. A. and Garcia A. B., *Energy and Fuels* **17**, 1324–1329 (2003).
- Keller B. D., Ferralis N. and Grossman J. C., *Nano Lett.* **16**, 2951–2957 (2016).
- Dolomatov M. Yu., Petrov A. M., Bakhtizin R. Z. et al., *IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering* **195**, 29–32 (2017).
- Dolomatov M. Yu., Desortsev S. V. and Shutkova S. A., *Journal of Materials Science and Engineering* **2** (2), 151–157 (2012).
- Garifianov N. S. and Kozyrev B. M., *Journal of Experimental and Theoretical Physics* **30** (2), 272–276 (1956).
- Unger F. G. and Andreeva L. N. *Fundamental aspects of oil chemistry. Nature of resins and asphaltenes.* Novosibirsk, Science, 1995.
- Yen T. and Chilingarian G. *Asphaltenes and asphalts. Developments in petroleum science.* New York, Elsevier, 1994.
- Diep H. T., *Journal of Science: Advanced Materials and Devices*, 31–44 (2016).
- Tisser M., Delamotte B. and Mouhanna D., *Physical Review Letters* **84** (22), 5208–5211 (2000).
- Dotsenko V. S., *Advances in the physical sciences* **165** (5), 481–528 (1995).
- Dolomatov M. Yu. *Fragments of the theory of real substance.* Moscow, Chemistry, 2005.
- Dolomatov M. Yu., Rodionov A. A., Petrov A. M., Gafurov M. R., Orlinskii S. B., Biktagirov T. B. and Makarchikov S. O., *Magnetic Resonance in Solids*, № 1, 1–7 (2016).
- Dolomatov M. Yu., Gafurov M. R., Rodionov A. A. et al., *IOP Conf. Series: Earth and Environmental Science* **155**, 82–90 (2018).
- Dolomatov M. Yu., Shutkova S. A., Bakhtizin R. Z., Dolomatova M. M., Latypov K. F., Gilmanshina K. A. and Badretdinov B. R., *Petrochemistry* **60** (1), 20–25 (2020).
- Ryzhikov O. L., Safargalin I. N., Petrov A. M. and Dolomatov M. Yu. *Automated measuring complex of electrophysical properties of high resistive materials. Useful model.* Patent № 154974 (RF). 2015.
- Dolomatov M. Yu., Shutkova S. A., Kavayev A. G. et al., *Electrotechnical and information complexes and systems*, № 3, 109–114 (2013).
- Dolomatov M. Yu., Petrov A. M., Bakhtizin R. Z. et al., *Inorganic materials: applied research*, № 7, 453–457 (2016).
- Kosykh L. A., Lebedev Y. A., Chuvyrov A. N. and Mashkina E. A. *Structure and Dynamics of Molecular Systems: Proceedings of the X All-Russian Conference.* Yoshkar-Ola, 2003. Part. 1, pp. 159–161.

УДК 535.247
EDN: WXXPCK

PACS: 85-60.-q

Трансформация планарной контактной системы «припой на слое золота» при прогревах

К. С. Андрейчиков, В. П. Астахов, А. В. Ляликов, В. А. Малыгин

Изучены фронтальные картины проводящих слоев на поверхности сапфировых растров с золотыми дорожками и планарные изменения проводящих слоев в процессе прогрева. Локально нанесенные на поверхность сапфировых пластин припои двух типов изучались в процессе 4-х часовых прогревов в открытой атмосфере с поэтапным повышением температуры от 90 °С до 140 °С. В качестве припоев использовались однокомпонентный (In) и трехкомпонентный (In-Ag-Au) сплавы. Оба типа припоя (In и In-Ag-Au) показали растекание по золоту, возрастающее с повышением температуры прогрева, причем припой второго типа показал растекание в значительно большей степени. Выявлены особенности картин растекания для каждого типа припоя и определены энергии активации процесса трансформации в каждом температурном интервале. Изучен элементный состав характерных участков растекания, предложена интерпретация полученных результатов.

Ключевые слова: контактная система; растр; припой; индий; золото; хром.

DOI: 10.51368/2307-4469-2025-13-2-157-164

Введение

Для изделий микро- и фотоэлектроники в процессе сборки гибридных узлов применяются специальные сапфировые растры с токопроводящей системой из контактных проводников для монтажа и распайки кристаллов. Контактная система, как правило, наносится на сапфировую пластину в виде растра из уз-

ких близкорасположенных параллельных токопроводящих дорожек, разводящих выводы изделия, образуя контактные площадки. К такой разводящей системе предъявляются высокие требования по коррозионной стойкости, механическим и электрическим свойствам, надежности. Учитывается, что припои на основе индия превосходят по качеству оловянные сплавы, поэтому в ряде работ (см. например, [1–4]) проводились исследования микросоединений индия с золотом, выбранным в качестве материала для изготовления токопроводящих дорожек, поскольку смачиваемость золота индием является наилучшей вследствие химической инертности золота и его неокисляемости. Установлено, что в тонкопленочных соединениях индия с золотом существуют две основные фазы: Au_7In_3 и Au , а также в малых количествах интерметаллиды AuIn_2 , $\text{Au}_{10}\text{In}_3$ и Au_9In_3 . В микросоединениях, где индий много толще золота, обнаружены только интерметаллид AuIn_2 и In . Данные получены при прогревах пленочных структур при температурах (100–250) °С в течение

Андрейчиков Кирилл Сергеевич¹, инженер-технолог.
E-mail: andreichikoff.kirill@yandex.ru

Астахов Владимир Петрович¹, гл. специалист, д.т.н.

Ляликов Алексей Владимирович², вед. инженер.

Малыгин Владислав Алексеевич², инженер 2 кат.

¹ АО «МЗ «Сапфир».

Россия, 117545, Москва, Днепропетровский проезд, 4А, стр. 3А.

² АО «НПО «Орион».

Россия, 111538, Москва, ул. Косинская, 9.

Статья поступила в редакцию 24.03.2025

После доработки 11.04.2025

Принята к публикации 16.04.2025

Шифр научной специальности: 2.2.2

© Андрейчиков К. С., Астахов В. П., Ляликов А. В., Малыгин В. А., 2025

(1–30) минут. Отмечено, что в парах Au-In самой быстрой является реакция образования интерметаллида AuIn_2 с энергией активации 0,23 эВ. При этом индий растет на золоте, эпитаксиально повторяя его структуру, по механизму Франка-Ван-дер-Мерве (слой-за-слоем).

В литературе данные о планарных изменениях проводящих слоев в процессе неконтролируемо проводимых низкотемпературных прогревов локального контакта «припой на слое золота» в настоящий момент отсутствуют. Данная работа направлена на получение такой информации. При этом выбраны два типа наиболее широко используемых припоев: однокомпонентный (In) и трехкомпонентный (In-Ag[3%]-Au[2%]) сплав, применяемый для контактной пайки, поскольку тонкий слой золота может раствориться в припое, что часто наблюдается при длительных эксплуатации и хранении в случае индиевого припоя. Изучены контактные системы, сформированные на полированной сапфировой пластине в конфигурации, применяемой для глубокоохлаждаемых фотоприемников и, в частности, фоторезисторов и светодиодов на основе антимонида индия.

Методика проведения эксперимента

Объектами изучения являлись сапфировые растры, содержащие по 68 параллельных дорожек на основе слоя золота толщиной ~0,5 мкм с подслоем хрома толщиной 0,08 мкм, ширина дорожек составляла 800 мкм, зазор между дорожками – 100 мкм. На небольшие участки дорожек (~0,5–1) мм одной группы растров микропаяльником наносили индиевый припой, а на растры другой группы наносили трехкомпонентный припой. Растры одновременно последовательно прогревали в открытой атмосфере в течение 4-х часов, поэтапно повышая температуру прогрева от 90 до 140 °С через каждые 10 °С. Конечная температура, которая составила 140 °С, выбралась из условия недопущения расплава припоев ($T_{\text{III}}^{\text{In}} = 156,6$ °С; $T_{\text{III}}^{\text{In-Ag-Au}} = 147$ °С). После каждого этапа прогрева проводили исследования образцов обоих типов на металлографическом микроскопе с цифровой камерой «Olympus BX51M» при увеличении 100 крат, позволя-

ющем получить изображение как области с изначально нанесенным припоем, так и протяженную соседнюю область токоведущей дорожки.

С помощью стилусного профилометра «Dektak 150+» для растров двух типов измерены профили поверхности переходных участков – от вершины припоя до его планарной границы с золотом. На растровом электронном микроскопе «ThermoFisher PrismaE» с приставкой энергодисперсионного рентгено-спектрального микроанализа «EDAX Element» получены изображения зондируемых участков контактной системы во вторичных электронах (энергия электронов зондирующего пучка составила 20 кэВ). Исследованы спектры химического состояния, на основе которых сформированы качественные карты распределения химических элементов, обнаруженных по площади поверхности золотой дорожки, вошедших в таблицу содержания химических элементов в характерных областях.

Результаты эксперимента

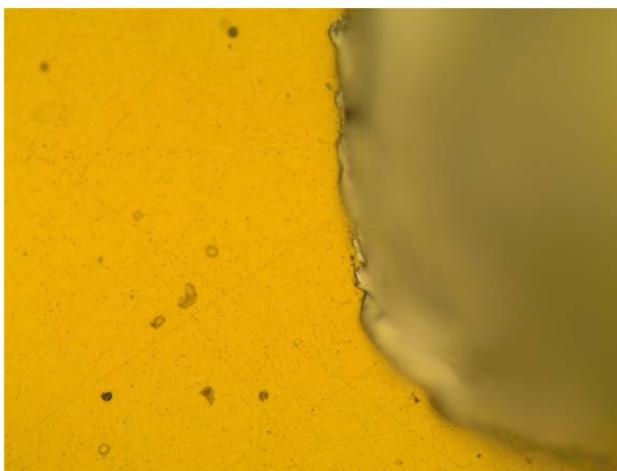
При проведении прогревов сапфировых растров двух типов с индиевым и трехкомпонентным припоями наблюдаемые изменения контактных систем можно представить следующим образом. На начальных этапах прогревов на планарной границе между припоем и токоведущей дорожкой (Au) возникают образования, увеличивающиеся и срастающиеся по мере увеличения температуры и/или времени прогрева в сплошную «темную рамку» вокруг припоя. Дальнейшие прогревы увеличивают ширину «рамки», которая распространяется по дорожке на все большие расстояния от начальной планарной границы припоя.

В случае индиевого припоя выдержка при температуре 90 °С не вызывает заметного сдвига планарной границы припой-золото, и только после прогрева при 100 °С «рамку» становится возможным измерить (ее ширина достигает 1,5+2,5 мкм). При дальнейших прогревах ширина «рамки» увеличивается, вырастая на последнем этапе до – 145 мкм. Характерно, что часть «рамки», прираставшая при 140 °С, имеет периодический черно-белый контраст с приблизительно одинаковой шириной полос. Фотографии, полученные по-

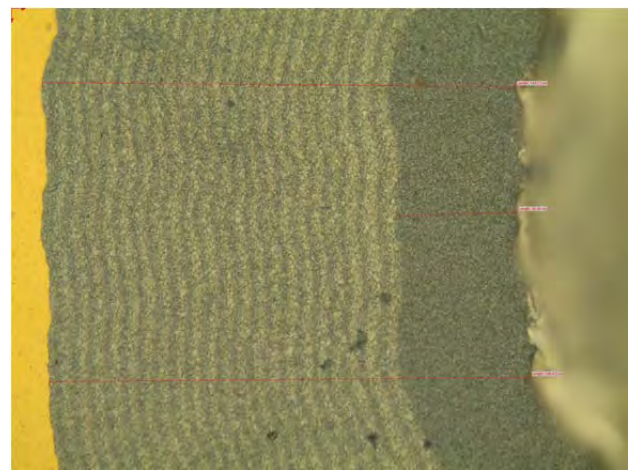
сле первого и последнего этапов прогрева с индиевым припоем, представлены на рис. 1. На рис. 1б видна внутренняя темная сплошная «рамка», вырастающая при температурах прогрева ниже $140\text{ }^{\circ}\text{C}$ и значительно более широкая внешняя «рамка» с периодическим черно-белым контрастом, образовавшаяся при $140\text{ }^{\circ}\text{C}$.

В случае трехкомпонентного припоя сразу после прогрева при $90\text{ }^{\circ}\text{C}$ можно наблюдать образовавшуюся сплошную темную «рамку» шириной $2,5\div 5\text{ }\mu\text{m}$, скорость расширения которой при дальнейшем увеличении темпера-

туры значительно выше, чем у индиевого припоя. Ширина «рамки» продолжает расти до $700\div 900\text{ }\mu\text{m}$, причем после прогрева при $120\text{ }^{\circ}\text{C}$ она выходит из поля зрения микроскопа при 100-кратном увеличении, поэтому фотография последнего этапа сделана при 50-кратном увеличении. Фотографии после первого и последнего этапов прогрева растворов с трехкомпонентным припоем представлены на рис. 2. Эти данные не фиксируют переменного контраста, как в случае индиевого припоя, однако наблюдается выраженная зернистость «рамки».

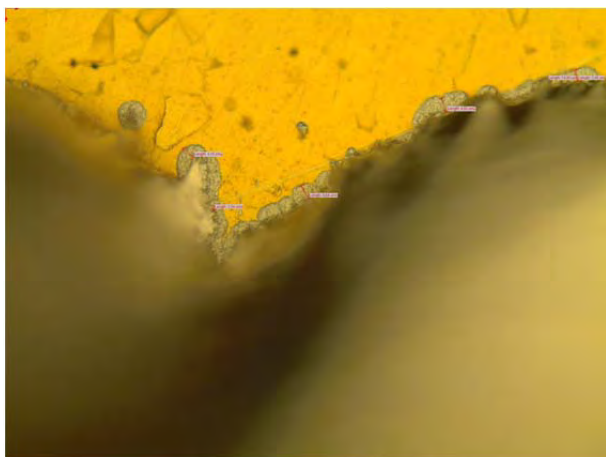


а)



б)

Рис. 1. Фотографии областей вблизи планарной границы капли индиевого припоя с золотой контактной дорожкой после первого (а) и последнего (б) этапов прогрева ($M = 100\times$)



а)



б)

Рис. 2. Фотографии областей вблизи планарной границы капли трехкомпонентного припоя с золотой контактной дорожкой после первого (а) и последнего (б) этапов прогрева, а) – $M = 100\times$, б) – $M = 50\times$

Данные по приращению ширины «рамки» при увеличении температуры прогрева для обоих типов припоя и всех температур прогрева представлены в табл. 1 вместе с результатами расчетов энергии активации процессов образования «рамки» на каждом этапе прогревов.

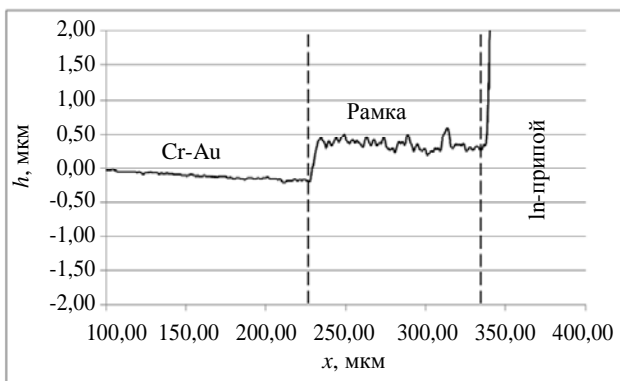
Полученные с помощью профилометра профили поверхности (рис. 3) показывают, что образовавшиеся «рамки» вокруг индиевого и трехкомпонентного припоев различаются. Вокруг индиевого припоя «рамка» выглядит мелкозернистой и более плотной, что на про-

филе поверхности отражается меньшими перепадами высот (рис. 3а), в отличие от крупнозернистой и рыхлой «рамки» (рис. 3б), образованной трехкомпонентным припоем. При этом толщина слоя «рамки» в случае трехкомпонентного припоя (~1,5 мкм) в ~3 раза больше, чем в случае индиевого припоя (~0,5 мкм). Следует отметить, что на внешней части «рамки» с периодическим контрастом вокруг индиевого припоя, выросшей при 140 °С (см. рис. 1б), данные профилометра не фиксируют каких-либо изменений, соответствующих контрасту (ср. данные рис. 1б и 3а).

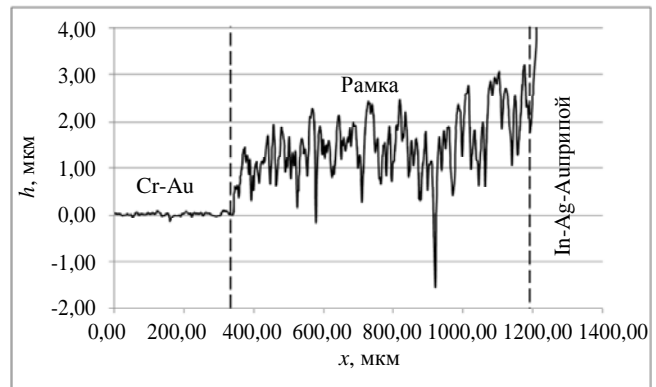
Таблица 1

Ширины «рамок» (L) и энергии активации этого процесса (растекания) для обоих припоев ($E_{\text{акт}}$) на каждом этапе прогрева

Последовательные этапы прогрева по 4 часа	Индиевый припой		«Тройной» припой	
	L , мкм	$E_{\text{акт}}$, эВ	L , мкм	$E_{\text{акт}}$, эВ
90 °С	< 1	–	4	–
100 °С	~ 2	0,809	24	2,091
110 °С	4	0,853	62	1,168
120 °С	13	1,529	169	1,279
130 °С	37	1,428	471	1,399
140 °С	145	1,959	767	0,699



а)



б)

Рис. 3. Профили поверхности областей вблизи планарной границы индиевого (а) и трехкомпонентного (б) припоев после всех прогревов

Растровые электронные изображения во вторичных электронах границы между припоями обоих типов и золотой дорожкой с возникшими «рамками» и карты распределения обнаруживаемых элементов в составе припоев по поверхности, полученные при сканирова-

нии участков «рамки», после всех прогревов, представлены на рисунке 4. На них указаны области: 1 – первоначального нанесения припоев, 2 – образовавшихся «рамок», 3 – приграничной области золотой контактной дорожки.

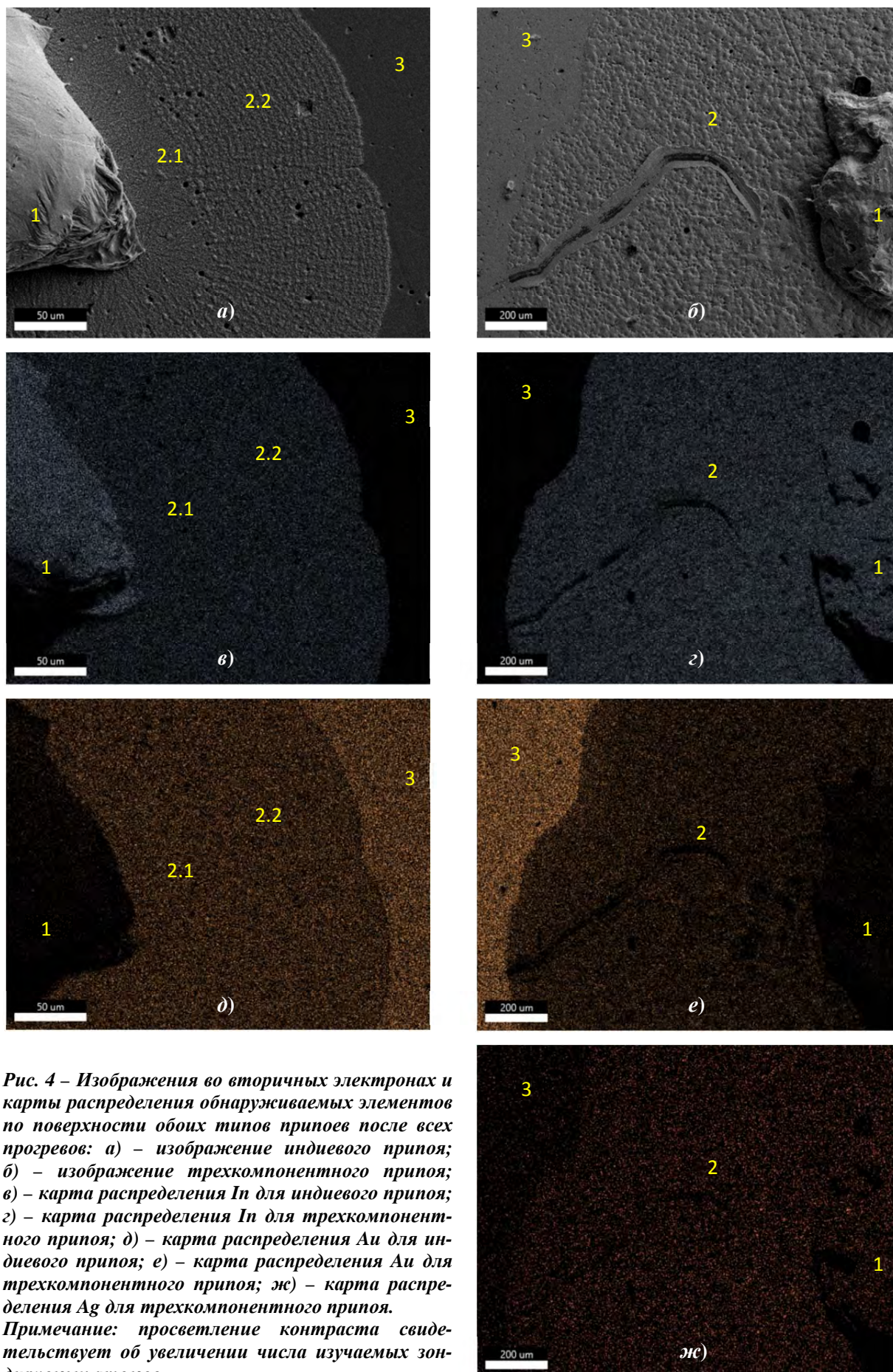


Рис. 4 – Изображения во вторичных электронах и карты распределения обнаруживаемых элементов по поверхности обоих типов припоев после всех прогревов: а) – изображение индиевого припоя; б) – изображение трехкомпонентного припоя; в) – карта распределения In для индиевого припоя; г) – карта распределения In для трехкомпонентного припоя; д) – карта распределения Au для индиевого припоя; е) – карта распределения Au для трехкомпонентного припоя; ж) – карта распределения Ag для трехкомпонентного припоя.
Примечание: просветление контраста свидетельствует об увеличении числа изучаемых зондируемых атомов

В случае индиевого припоя область 2 разделяется на области 2.1 и 2.2, соответствующие сплошной внутренней «рамке», образовавшейся в течение первых пяти этапов прогрева от 90 до 130 °С, и внешней «рамке» с периодическим светло-темным контрастом, образовавшейся на последнем этапе прогрева при 140 °С.

На участках, где на рис. 4 проставлены номера областей, получены спектры элементного состава, данные о которых для обоих типов припоя представлены в табл. 2. Из табл. 2 следует, что в области «горки» припоя (область 1) на образце с индиевым припоем ожидается преобладает индий. В области 1 на образце с трехкомпонентным припоем, помимо преобладающего индия, присутствует углерод, что, скорее всего, является артефактом, а также элементы припоя Ag и Au, которые отображаются на картах распределения этих элементов по поверхности (см. рис. 4е и 4ж). Практически во всех областях фиксируются золото дорожки, хром подслоя золота, а также атомы алюминия и кислорода сапфирового

растра, что объясняется прохождением электронного пучка в глубинные области образцов, которыми являются подслоя золота – хром – и приповерхностная область пластины сапфира.

В областях 2.1 и 2.2 индиевого припоя по сравнению с областью 1 наблюдается снижение содержания индия с одной стороны, и повышение содержания золота с другой – т. е. индий распространяется из места своего первоначального нанесения по золотой дорожке. Та же тенденция наблюдается и в области 2 трехкомпонентного припоя. Отличие между областями 2.1 и 2.2 состоит лишь в проявившемся в области 2.2 небольшом количестве кислорода, в то время как соотношение индия и золота в этих областях близко. Также не наблюдается периодического изменения концентрации индия или золота (см. рис. 4в и 4д), которые соответствовали бы световому контрасту области 2.2 рис. 1б и рис. 4а.

В области 3 на растрах с обоими типами припоев закономерно преобладает золото, отделенное от «рамки» четкой границей.

Таблица 2

Содержание химических элементов в указанных на рис. 4 областях

Индиевый припой			«Тройной» припой		
Хим. элемент	Весовые %	Атомные %	Хим. элемент	Весовые %	Атомные %
Область 1			Область 1		
Cr	0,7	1,6	C	5,7	36,6
In	95,2	96,0	In	94,3	63,4
Au	4,1	2,4			
Область 2.1			Область 2		
Cr	5,8	14,4	O	2,9	19,5
In	50,2	56,6	Cr	1,2	2,5
Au	44,1	29,0	Ag	2,0	2,0
Область 2.2			In	65,1	60,5
O	1,7	12,2	Au	28,8	15,6
Cr	6,0	13,4			
In	46,5	47,3			
Au	45,8	27,1			
Область 3			Область 3		
Al	3,8	14,6	O	0,3	2,3
Cr	24,1	47,7	Al	2,8	11,5
Au	72,0	37,6	Cr	20,4	43,3
			Au	76,5	42,9

Обсуждение результатов эксперимента

Из представленных данных следует, что при длительных (4 часа) прогревах при температурах (90÷140) °С не смотря на более низкие температуры, чем температуры плавления припоев, происходит их растекание по золотому слою токопроводящей дорожки со скоростью, пропорциональной температуре прогрева. Такой растекшийся слой образует вокруг первоначальной границы припоя темную «рамку», основой которой является индий. Высота «рамки», образующейся при 140 °С, в случае индиевого припоя составляет ~0,5 мкм, а в случае трехкомпонентного припоя ~1,5 мкм. Причем в первом случае «рамка» состоит из двух составляющих: внутренней сплошной темной «рамки» и внешней более широкой с чередующимися темными и светлыми контрастными полосами приблизительно одинаковой ширины. Во втором случае рамка является единой сплошной, но более рыхлой, зернистой и гораздо (в ~6 раз) более широкой.

Такое отличие растекания и его результатов для двух рассматриваемых типов припоя можно объяснить исходя из следующих соображений. Известно об активном растворении золота в индии и, как следует из представленных данных, в этом случае скорость растекания индия по золоту меньше, чем скорость растекания трехкомпонентного припоя, содержащего ~2 % золота. Из этого следует, что процесс растворения золота в индии сдерживает растекание припоя по золоту. Это объясняет и повышенное растекание трехкомпонентного припоя (ограничено растворение золота дорожки) и появление контрастных полос на второй стадии растекания индиевого припоя, когда скорости растекания на некоторых соседних участках отличаются. Действительно, когда доза «свежего» припоя стекает на золото, то она задерживается из-за начавшегося активного растворения золота. После достаточного насыщения золотом эта доза припоя «быстро» перетекает дальше, пропуская над собой следующую дозу ненасыщенного золотом припоя, которая также приостановится на период достаточного насыщения

золотом, а затем более активно перетекает дальше и т. д. Так образуется контраст между участками быстрого и медленного растекания, который обнаруживается фотокамерой (рис. 1б) и не обнаруживается профилометром (рис. 3а).

Если считать, что представленные в табл. 1 данные по приращению ширины «рамки», полученные при одинаковой длительности, но при разных температурах прогрева, соответствуют закону Аррениуса, то эти данные можно обобщить приближенной формулой:

$$L = A \cdot \exp\left(-\frac{E_{\text{акт}}}{kT}\right)$$

где L – приращение ширины рамки, см; A – единый конструкционно-технологический фактор; $E_{\text{акт}}$ – энергия активации растекания, эВ; k – постоянная Больцмана, эВ·К; T – температура, К.

Исходя из этой формулы были рассчитаны значения энергии активации растекания на каждом этапе прогрева для обоих типов припоя и эти данные также представлены в табл. 1. Из этих данных следует, что энергия активации растекания обоих типов припоя возрастает с температурой и это можно объяснить увеличением скорости растворения золота в припое, являющегося тормозящим фактором для растекания припоя. Резкое уменьшение $E_{\text{акт}}$ при 140 °С в случае трехкомпонентного припоя объясняется его размягчением за счет приближения к более низкой температуре плавления, чем в случае индиевого припоя.

Заключение

Полученные в работе данные свидетельствуют о том, что при проектировании микроэлектронных устройств с поверхностным монтажом на платах с плотноупакованными золотыми токопроводящими дорожками и контактными площадками при использовании локальной пайки припоями на основе индия следует учитывать факт растекания капли припоя по золоту при низкотемпературных

прогревах и, следовательно, при длительном хранении, а также выявленные в работе особенности этого растекания, которое может служить причиной деградации параметров и снижения срока службы устройств из-за неконтролируемых замыканий. Наиболее неблагоприятны в этом смысле припой, слабо растворяющие в себе золото.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shieu F. S., Chang Z. C., Sheen J. W., Chen C. W. / Intermetallics. 2000. № 8. P. 623–627.
2. Bernstein L. / Journal of the Electrochemical Society. 1966. Vol. 113. № 12. P. 1282–1288.
3. Chang J. C., Lu F. H., Shieu F. S. / Materials Chemistry and Physics. 2001. Vol. 70. P. 137–143.
4. Bernstein J., Barholomew H. / Trans. AJME. 1966. Vol. 236. P. 405.

PACS: 85-60.-q

Planar transformation of a local contact system “solder on gold layer” during lowtemperature heat treatment

K. S. Andreychikov¹, V. P. Astahov¹, A. V. Lyalikov² and V. A. Malygin²

¹ Moskovsky zavod «SAPFIR». J.S.C.
Bld. 4A, 3A, Dneprohetrovskiy passage, Moscow, 117545, Russia
E-mail: andreichikoff.kirill@yandex.ru

2RD&P Center ORION, JSC
9, Kosinskaya st., Moscow, 111538 Russia

Received 24.03.2025; revised 11.04.2025; accepted 16.04.2025

The study examined the changes in the frontal patterns of two types locally applied solders on a gold track during 4-hour heat treatments in an open atmosphere with a stepwise increase in temperature diapason from 90 °C to 140 °C. It was two types of solders: onecomponents (In) and threecomponents (In-Ag-Au). Both types of solders demonstrated a significant increase in the spreading process over gold, depending on the temperature, time and nature of the solder. The peculiarities of the energy activation this process were identified for each type of solder. The elemental composition of the areas of spreading characteristic for the obtained results was studied. An interpretation of the obtained results is proposed.

Keywords: semiconductor devices; contact systems; solders; indium; gold; chromium.

REFERENCES

1. Shieu F. S., Chang Z. C., Sheen J. W. and Chen C. W., Intermetallics, № 8, 623–627 (2000).
2. Bernstein L., Journal of the Electrochemical Society **113** (12), 1282–1288 (1966).
3. Chang J. C., Lu F. H. and Shieu F. S., Materials Chemistry and Physics **70**, 137–143 (2001).
4. Bernstein J. and Barholomew H., Trans. AJME **236**, 405 (1966).



К 70-летию юбилею Сергея Аполлоновича Никитова

23 апреля 2025 г. исполнилось 70 лет известному российскому ученому, академику Российской академии наук, профессору, доктору физико-математических наук, члену редколлегий журналов «Прикладная физика» и «Успехи прикладной физики» **Сергею Аполлоновичу Никитову.**

С. А. Никитов родился 23 апреля 1955 г., в 1974 г. окончил факультет физической и квантовой электроники Московского физико-технического института (МФТИ), и в 1982 г. – аспирантуру МФТИ. Кандидатскую диссертацию защитил на тему «Магнитостатические волны в периодических структурах». В Институте радиотехники и электроники (ИРЭ) им. В. А. Котельникова Российской академии наук (РАН) работает с 1982 г. К началу 2000-х гг. прошел путь от младшего научного сотрудника до заведующего лабораторией оптических и магнитных методов обработки информации, с 2003 г. С. А. Никитов – заместитель директора по научной работе ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, а в 2015 г. становится его директором.

Сергей Аполлонович является известным специалистом в твердотельной микро- и наноэлектронике, в области физики и электроники магнитных явлений, акусто- и магнитоэлектроники, магнитооптики. Его основная научная деятельность относится к исследованиям в области фотонных кристаллов, метаматериалов, нелинейной динамики спиновых и акустических волн в тонких пленках ферро- и антиферромагнетиков, ферритов и сегнетоэлектриков, физики фазовых переходов в магнитных средах, сверхтонких магнитных пленках и многослойных структурах на их основе. В 1991 г. защитил докторскую диссертацию на тему «Нелинейные спиновые и электромагнитные волны в тонкопленочных магнитных структурах», в 1995 г. ему присвоено ученое звание профессора, в 2003 г. избирается членом-корреспондентом РАН, а в 2022 г. – академиком РАН.

С. А. Никитовым опубликовано 600 научных статей, получено 55 патентов на изобретения, в соавторстве написано 4 монографии, сделано более 500 докладов на научных конференциях. Он также активно работает в области подготовки квалифицированных научных и научно-педагогических кадров, будучи заведующим кафедрой электроники МФТИ и заведующим кафедрой информационной безопасности Российского Нового университета. Многие годы читает основной курс по физике твердого тела в МФТИ на ФФКЭ и в Физтех-школе электроники, фотоники и молекулярной физики. Им подготовлено 15 кандидатов и 4 доктора наук.

Сергей Аполлонович за годы работы был удостоен ряда отечественных и международных наград. Он является лауреатом премий комсомола Подмосковья (1981 г.), Ленинского комсомола (1984 г.), Премии Правительства РФ (2009 г.), награжден медалью ордена «За заслуги перед Отечеством» II степени (2021 г.), Благодарностью Президента РФ (2024 г.). Он также является лауреатом Премии Гумбольдта (Германия, 1984 г.), почётным доктором университета Поля Сабатье (Тулуза, Франция).

Редколлегия и редакция журнала «Успехи прикладной физики» совместно с Вашими многочисленными коллегами, друзьями и учениками поздравляют Вас со славным юбилеем и желают Вам крепкого здоровья, плодотворной научной и педагогической деятельности, успехов и удачи в достижении выдающихся результатов.



К 70-летию юбилею академика РАН Чернышева Сергея Леонидовича

15 мая 2025 г. исполняется 70 лет академику РАН Сергею Леонидовичу Чернышеву – выдающемуся российскому ученому и организатору науки, вице-президенту РАН, научному руководителю федерального автономного учреждения (ФАУ) «Центральный аэрогидродинамический институт имени профессора Н. Е. Жуковского», доктору физико-математических наук, профессору.

С. Л. Чернышев родился 15 мая 1955 г., в пос. Малино Московской области. В 1978 г. окончил с отличием факультет аэромеханики и летательной техники Московского физико-технического института, в 1981 г. – аспирантуру МФТИ и поступил на работу в государственный научный центр ЦАГИ, где и работает по сей день. За 44 года работы в ЦАГИ прошел путь от научного сотрудника до руководителя института.

С. Л. Чернышев – специалист в области аэродинамики летательных аппаратов, концептуального проектирования до-, сверх- и гиперзвуковых летательных аппаратов различного назначения. Автор более 280 научных работ, в том числе 10 монографий и 28 патентов.

Сфера научных интересов академика С. Л. Чернышева связана с развитием аэродинамики и многодисциплинарных исследований перспективных летательных аппаратов (ЛА). Им заложены новые направления теории и численных методов нелинейной аэрогазодинамики и звукового удара, внесен большой вклад в развитие комплексных исследований высокоскоростных ЛА и объектов ракетно-космической техники, экспериментальной стендовой базы авиационной отрасли.

Им заложены новые направления теории звукового удара, разработаны численные методы расчета звукового удара и его минимизации. С помощью созданных С. Л. Чернышевым методов впервые сформированы рациональные компоновки сверхзвуковых самолетов, сочетающие высокую аэродинамическую эффективность с низким уровнем звукового удара. Им выявлены основные законы влияния на звуковой удар формы летательного аппарата, режима его полета и состояния неоднородной атмосферы. Многие его результаты в этой области можно отнести к пионерским, они представлены в монографии «Звуковой удар» издательства «Наука».

Хорошо известны научные работы академика С. Л. Чернышева по аэродинамике летательных аппаратов, в том числе с активной и естественной ламинаризацией обтекания, что находит свое применение при разработке перспективных ЛА с высоким аэродинамическим качеством. Разработанные им компоновочные решения сверхзвуковых самолетов, особенности их аэродинамики представлены в монографии «Аэродинамика и динамика сверхзвуковых самолетов» под ред. академика Г. С. Бюшгенса и ряде других изданий.

В 2011 г. был избран член-корреспондентом РАН, а в 2016 г. – академиком РАН по Отделению энергетики, машиностроения, механики и процессов управления. С 2016 г. по 2022 г. являлся членом Бюро отделения. В 2022 г. – избран вице-президентом и членом Президиума РАН.

За прошедший с 2022 г. период при непосредственном руководстве и участии С. Л. Чернышева подготовлена и утверждена в 2023 г. Правительством РФ

Подпрограмма 6 «Фундаментальные и поисковые исследования в интересах обороны страны и безопасности государства» Государственной программы фундаментальных научных исследований (ПФНИ) на долгосрочный период (2021–2030 гг.).

С. Л. Чернышев является председателем Научно-координационного совета Подпрограммы 6 ПФНИ, председателем Научного совета РАН по обороне, председателем Научного совета РАН по машиностроению, заместителем председателя Научного совета РАН по космосу, заместителем председателя Экспертного совета государственной программы «Развитие авиационной промышленности на 2013–2025 годы».

Чернышев С. Л. – председатель Ученого совета и двух докторских диссертационных советов ЦАГИ, член Ученого совета и заведующий кафедрой «Физика полета» МФТИ, а также член НТС Фонда перспективных исследований РФ. Главный редактор научных журналов «Ученые записки ЦАГИ», «Труды ЦАГИ», «TsAGI Science Journal», член редколлегии журналов «Проблемы машиностроения и автоматизации», «Полет», «Progress in Aerospace Sciences».

Сергей Леонидович Чернышев награжден различными государственными и ведомственными наградами, в том числе медалью ордена «За заслуги перед Отечеством», орденом Дружбы, орденом Почета, орденом Александра Невского. Является лауреатом премии Правительства РФ в области науки и техники, премии профессора Н. Е. Жуковского, премии академика Г. И. Петрова за выдающиеся работы в области аэродинамики, присвоено почетное звание «Почетный авиастроитель Российской Федерации».

Является обладателем ряда значимых международных наград, среди которых: орден «За заслуги» Французской Республики, премия Laurels (Лорелс) за вклад в развитие глобальных аэрокосмических исследований, премия Гуггенхайма Международного совета по аэрокосмическим наукам (ICAS), золотая медаль CEAS Европейского сообщества за мировой вклад в развитие авионавтики.

Редакция и редколлегия журнала «Успехи прикладной физики» совместно с Вашими многочисленными коллегами, друзьями и учениками, поздравляет Вас, Сергей Леонидович, с юбилеем. Желаем здоровья, счастья и жизненных сил, необходимых в Вашей научной деятельности, успешной реализации новых смелых идей и начинаний, благополучия, здоровья и успехов всем Вашим близким людям.

Правила направления, рецензирования и опубликования научных статей (в редакции 2025 г.)

1. Журнал «Успехи прикладной физики» предназначен для публикации развернутых статей и обзоров по последним наиболее значимым достижениям в области физики, имеющих перспективу прикладного (технического и научного) применения. Журнал входит в новый Перечень ВАК, вступивший в действие 1 декабря 2015 г.

Направляя рукопись статьи в редакцию журнала, авторы передают редколлегии, учредителю и издателю журнала безвозмездное неисключительное право опубликовать ее на русском языке в качестве статьи в печатной версии журнала, в электронной версии журнала в сети Интернет и на лазерных дисках. При этом за авторами сохраняются их интеллектуальные права на рукопись статьи (в т. ч. «авторское право»). В связи с этим и с учетом Четвертой части (Раздел VII) Гражданского Кодекса РФ авторами должно быть представлено в редакцию письмо в следующей форме:

Лицензионный договор о передаче права на публикацию (издательский лицензионный договор)

Мы, нижеподписавшиеся, авторы рукописи _____ предоставляем редколлегии, редакции, учредителю и издателю журнала «Успехи прикладной физики» безвозмездную простую (неисключительную) лицензию на публикацию этой рукописи статьи как в печатной, так и в электронной версиях журнала.

Мы подтверждаем, что данная публикация не нарушает интеллектуальных прав других лиц или организаций.
Подписи авторов: _____ (ф. и. о., ученая степень, дата)

Статья должна быть подписана всеми авторами. В случае нескольких авторов указывается фамилия автора, ответственного за переписку с редакцией. Рукопись статьи направляется на адрес редакции журнала: 111538, Москва, ул. Косинская, д. 9, АО «НПО «Орион», Редакция журнала «Успехи прикладной физики» или по электронной почте: advance@orion-ir.ru

2. Рукопись статьи в редакцию представляется обязательно на русском языке.

3. Рукопись статьи должна сопровождаться экспертным заключением о возможности публикации в открытой печати, оформленным в установленном порядке.

4. Объем статьи (без рисунков) не должен превышать **12 страниц** формата А4 при однократном межстрочном интервале, а объем статьи обзорного характера – **не более 25 страниц**. Материал статьи представляется в печатном виде (на бумажном носителе) и в электронном варианте на CD/DVD-диске с текстом в формате Word (гарнитура шрифта – Times New Roman, размер шрифта – 12), причем текст уже должен содержать в нужном месте рисунки и подписи под ними. Однако следует избегать приведения в тексте излишне подробных и громоздких математических преобразований и выражений. Оформление статьи следующее:

- название раздела журнала;
- индекс УДК;
- код классификации PACS (https://publishing.aip.org/wp-content/uploads/2019/01/PACS_2010_Alpha.pdf);
- заголовок статьи;
- инициалы и фамилии авторов;
- аннотация статьи (10–15 строк с раскрытием цели работы и её основных результатов);
- ключевые слова;
- шифр научной специальности.

5. Основной текст статьи должен начинаться разделом «Введение» с четкой постановкой цели и задач работы, сопровождаемой аргументами в пользу ее выполнения на фоне существующего состояния затронутой в статье проблемы. Дальнейший текст статьи также должен иметь смысловые рубрикаторы (разделы и подразделы) без их нумерации. Заканчиваться статья должна отдельным разделом «Заключение» с перечислением основных результатов, следующих из них выводов и, по возможности, предложений по развитию исследований и использованию их результатов.

Внизу первой страницы текста помещается отдельный абзац (полужирным шрифтом), содержащий контактную информацию об авторе (или авторах) (**обязательный раздел**): фамилия, имя, отчество (полностью), **e-mail (всех авторов)**, профили и регистрационные номера в наукометрических базах данных (SPIN-код, РИНЦ Author ID, ArXiv Author ID, Orcid ID, Scopus Author ID), ученая степень, звание, должность, почтовый адрес (предприятия).

Также необходимо указать ответственного за переписку с редакцией.

Авторы могут предложить возможных рецензентов (2–3 человека с указанием ФИО (полностью), места работы и адрес электронной почты). При этом предполагаемые кандидаты не должны работать в учреждениях, в которых работают авторы.

После основного текста – список использованных источников под названием «Список литературы».

Примеры обозначения в разделе «Список литературы» использованных источников.

Ссылка на **статьи** дается следующим образом: Фамилия И.О., название журнала, год, том, номер, номер страницы.

Иванов И. И. // Успехи прикладной физики. 2021. Т. 9. № 1. С. 12.

Lang D. V. // J. Appl. Phys. 1974. Vol. 45. № 7. P. 3023.

Ссылка на **книги**: Фамилия И.О., название книги, город, издательство, год. (При ссылке на определенную главу или страницу в книге после года ставится номер страницы.)

Корн Г., Корн Е. Справочник по математике. – М.: Наука, 1974.

Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. – М.: Наука, 1982. С. 371.

Ультрафиолетовые технологии в современном мире / под ред. Кармазинов Ф. В. Костюченко С. В., Кудрявцев Н. Н. – Долгопрудный: Интеллект, 2012.

Ссылка на **материалы конференции**: Фамилия И.О., название публикации, место и дата проведения, номера страниц.

Романов А. В., Степович М. А., Филиппов М. Н. / Труды XVII Международного совещания «Радиационная физика твердого тела». – Севастополь, 2007. С. 592–599.

Ссылка на **патенты**: Фамилия И.О., название, вид, номер, год.

Давыдов С. Г., Долгов А. Н., Якубов Р. Х. Вакуумный искровой разрядник. Патент на изобретение № 2654494 (РФ). 2018.

Ссылка на **диссертации и авторефераты**: Фамилия И.О., название работы (автореферата), дисс. ... канд. (д-ра) физ.-мат. наук, город, организация, год.

Гречихин В. А. Разработка и анализ компьютерных алгоритмов обработки одночастичных сигналов лазерных доплеровских анемометров: Автореф. дисс. канд. техн. наук. – М.: МЭИ, 1996.

Далее размещается подробная англоязычная информация о статье, необходимая для индексирования всего журнала, данной статьи и её авторов в международных наукометрических базах данных, а именно: PACS, название статьи, фамилия и инициалы авторов (английская транслитерация), предприятие, его почтовый адрес, e-mail автора (авторов), аннотация, ключевые слова (Keywords), пристатейная библиография (References); поскольку журнал распространяется и за рубежом, редакция оставляет за собой право корректировать английскую часть текста без изменения его смысла.

Оформление пристатейной библиографии в англоязычной части статьи (References) имеет свои особенности. В частности, если цитируемая книга или монография является русскоязычным переводом с зарубежного издания, то указываются исходные данные этого издания (авторы, название книги, издательство, город или страна, год издания), а также русскоязычное издательство и год издания на русском языке. Ниже приведены основные примеры обозначения использованных источников в разделе References:

Статья из журнала:

Ivanov I. I., Usp. Prikl. Fiz. 9 (1), 12 (2021) [in Russian].

Lang D. V., J. Appl. Phys. 45 (7), 3023 (1974).

Примечание: если русскоязычный журнал имеет печатный англоязычный аналог, то используется английское название аналога и номера страниц должны быть указаны из него. Если англоязычного аналога нет, то применяется английская транслитерация русскоязычного названия.

Книга:

Korn G. and Korn E., Mathematical Handbook. New York-London, McGraw-Hill Book Company, 1968; Moscow, Nauka, 1974.

Ultraviolet technologies in the modern world / ed. Karmazinov F. V., Kostyuchenko S. V., Kudryavtsev N. N. Dolgoprudny, Intellect, 2012 [in Russian].

Материалы конференции:

Romanov A. V., Stepovich M. A., and Filippov M. N. Proc. XVII Intern. Meeting on Radiation Physics of Solid State. Sevastopol, 2007, pp. 592–599.

Патенты:

Davydov S. G., Dolgov A. N., Yakubov R. H. Vacuum spark gap. Patent for invention № 2654494 (RF). 2018.

Диссертации и авторефераты:

Grechikhin V. A. Development and analysis of computer algorithms for processing single-particle signals of laser Doppler anemometers: Abstract. Diss. Candidate of Technical Sciences. M., MEI, 1996.

6. Список использованных источников («Список литературы») должен соответствовать всем ссылкам на внешние источники в тексте статьи. Эти ссылки оформляются в квадратных скобках, например, [1–3], [7, 8]. Внутренние ссылки, т. е. ссылки на формулы, рисунки и таблицы статьи оформляются с использованием круглых скобок, например, формула (3), уравнение (1), (рис. 2), (табл. 3). Любые ссылки в подписях к рисункам и в самих рисунках не рекомендуются.

7. Количество рисунков и фотографий для типовой статьи не должно превышать 10. Если один рисунок содержит два, три или более вариантов графических (или фото) изображений типа «рис. 2а», «рис. 2б» и т. д., то каждый отдельный вариант в этом случае засчитывается как отдельный рисунок. При превышении вышеуказанных лимитов на количество рисунков (фотографий) статья возвращается авторам на переработку. Графика (черно-белая и цветная) представляется непосредственно в нужном месте в статье и в желаемом масштабе. Рядом с осями графиков указываются отображаемые физические величины только (**строго!**) в символьной (буквенной) форме, а через запятую – размерность величины по-русски (прямым шрифтом). Различные кривые на графиках рекомендуется нумеровать, даже если они характеризуются отдельным цветом или типом линии. Графики представляются только (**строго!**) на белом фоне. Вспомогательные сетки на площади графика не допускаются.

8. Подписи под соответствующими рисунками представляются в нужных местах текста. Каждая подпись должна быть по возможности лаконичной, но емкой по содержанию. Любой указываемый в подписи физический (технический) символ должен иметь там же свое словесное раскрытие.

9. Простые формулы вводить в текст в формате используемого текстового редактора, более сложные формулы — с использованием редактора формул MathType. Стандартные математические обозначения (например, \max , \log , \sin , \exp и т. д.) должны быть набраны прямо. То же относится к цифрам и числам. Номера формул пишутся справа в круглых скобках. Для символьного обозначения не векторных физических (технических) величин использовать только латинский и греческий алфавиты, при этом в тексте для греческих букв использовать прямой шрифт, для латинских букв — наклонный шрифт (курсив). Векторы и матрицы обозначать полужирным прямым шрифтом (предпочтительнее) или стрелкой над курсивным символом вектора (менее желательно). Для нижних и верхних индексов применять арабские цифры, латинские или греческие буквы, но если индекс, обычно нижний, представляет собой краткую (сокращенную) форму русского слова-характеристики, то допустимо использовать в его обозначении русские буквы (прямой шрифт), например $U_{\text{вх}}$, $I_{\text{вых}}$, $v_{\text{гр}}$ и т. п. Размерность физических величин обозначается всегда только по-русски прямым шрифтом.

10. Таблицы выполнять в соответствии со следующими требованиями: верхняя строка – наименование данных и размерность; следующие строки – сами данные.

11. Формулы, таблицы и рисунки должны иметь свою отдельную сквозную нумерацию. Если на конкретную формулу нет дополнительных (возвратных) ссылок в тексте или она в единственном числе, то нумерация ее не нужна. Единственные таблица и/или рисунок также не нумеруются.

12. Рукописи, а также CD/DVD-диски редакцией не возвращаются.

13. Авторы (или автор) каждой статьи после ее публикации в очередном номере журнала имеют право на получение от редакции электронной версии статьи в PDF-формате (редактор Adobe Acrobat).

14. При публикации в журнале каждая статья (в контактной информации) сопровождается сноской со знаком охраны авторского права ©, поставленным перед фамилией автора (фамилиями авторов) и годом издания. В статью указывается также дата поступления статьи в редакцию.

Успехи прикладной физики: Научно-технический журнал / ГНЦ РФ АО «НПО «Орион», 2025.
Том 13. № 2. С. 85–170.

Подписано в печать 16.04.2025

Формат А4. Бумага офсетная.

Печать цифровая.

Тираж 140 экз. Цена договорная.

Отпечатано в типографии ООО РПК «ВАШ ФОРМАТ»

Адрес: 119071, Москва, ул. Малая Калужская, 15

Тел. (495) 749-45-84

