Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации (ARMIMP-2021)

ТРУДЫ

Российского научно-технического общества радиотехники, электроники и связи имени А.С. Попова

Серия: АКУСТООПТИЧЕСКИЕ И РАДИОЛОКАЦИОННЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ

Выпуск: XIV

Москва, 2021

УДК [621.396.96+528.8](082)
ББК 32.844+23.12
А44

ISBN 978-5-905278-48-8

DOI: 10.25210/armimp-2021

Материалы 14-й Международной научно-технической конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Том. XIV. Астрахань, 5-7 октября 2021. ISBN 978-5-905278-48-8 / Российское НТОРЭС им. А.С. Попова. Москва. Россия. 2021.

Рецензенты: проф. Боголюбов А.Н., проф. Кравченко В.Ф.

ARMIMP-2021
http://armimp.ru

Авторы несут ответственность за содержание материалов, представленных в докладах

© Авторы докладов
© НТЦ УП РАН

ОРГАНИЗАТОРЫ

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН,
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Российское НТОРЭС им. А.С. Попова,
Астраханский государственный технический университет,
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

ПРОГРАММНЫЙ И ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

Председатель: заслуженный деятель науки РФ, д.ф.-м.н., проф. **Кравченко В.Ф.**

Члены:

проф. Боголюбов А.Н.(Россия), проф. Булатов М.Ф. (Россия), проф. Быков А.А. (Россия),
проф. Волосюк В.А. (Украина), проф. Денг Х. (Deng Hai, США), проф. Кутуза Б.Г. (Россия),
д.т.н. Мачихин А.С. (Россия), д.ф.-м.н. Пожар В.Э. (Россия),
академик РАН Федоров И.Б. (Россия), Анциперов В.Е. (Россия), Данилычев М.В. (Россия),
проф. Пономарев В.И. (Мексика), Чуриков Д.В., д.т.н. Павликов В.В. (Украина),
д.ф.-м.н. Прилуцкий А.А. (Россия), доцент Самсонов Г.А. (Россия),
д.ф.-м.н. Татаренко Н.И. (Россия), проф. Чернышев С.Л. (Россия),
проф. Эктор Перес Меана (Hector Perez Meana, Мексика).

СПОНСОРЫ КОНФЕРЕНЦИИ

Научно-технологический центр
уникального приборостроения РАН

ИНФОРМАЦИОННАЯ ПОДДЕРЖКА

Журнал «**Физические основы приборостроения**»
jfop.ru

ARMIMP-2021
http://armimp.ru
DOI: 10.25210/armimp-2021

СОДЕРЖАНИЕ

Назаров Л.Е., Батанов В.В. Алгоритмы снижения искажений сигналов с увеличенной базой при распространении по трансионосферным радиолиниям // Материалы 14-й Международной научно-технической конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Том. XIV. Астрахань, 5-7 октября 2021. С. 6-8. DOI: 10.25210/armimp-2021-01 6

Назаров Л.Е., Батанов В.В. Модели трансионосферных каналов передачи с амплитудными замираниями сигналов // Материалы 14-й Международной научно-технической конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Том. XIV. Астрахань, 5-7 октября 2021. С. 9-11. DOI: 10.25210/armimp-2021-02 9

Назаров Л. Е., Кравченко В.Ф. Помехоустойчивый прием сигналов с увеличенной базой при наличии сосредоточенных по спектру помех // Материалы 14-й Международной научно-технической конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Том. XIV. Астрахань, 5-7 октября 2021. С. 12-14. DOI: 10.25210/armimp-2021-03 12

Петров Н.И., Петрова Г.Н. О механизме высокочастотного электромагнитного излучения молниевым и искровым разрядами // Материалы 14-й Международной научно-технической конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Том. XIV. Астрахань, 5-7 октября 2021. С. 14-17. DOI: 10.25210/armimp-2021-04 14

Апельцин В.Ф. Высокочастотное асимптотическое приближение для постоянных распространения круглого однородного диэлектрического волновода // Материалы 14-й Международной научно-технической конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Том. XIV. Астрахань, 5-7 октября 2021. С. 18-24. DOI: 10.25210/armimp-2021-05 18

Шушарин М.М., Могилевский И.Е. Исследование особенности электромагнитного поля в окрестности ребра импедансного цилиндра с двуугольником в сечении // Материалы 14-й Международной научно-технической конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Том. XIV. Астрахань, 5-7 октября 2021. С. 24-26. DOI: 10.25210/armimp-2021-06 24

Быков А.А. Методы моделирования и свойства двумерно-периодической импедансной структуры // Материалы 14-й Международной научно-технической конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Том. XIV. Астрахань, 5-7 октября 2021. С. 26-29. DOI: 10.25210/armimp-2021-07 26

Быков А.А. Моделирование волноводно-лестничной структуры с импедансными фланцами // Материалы 14-й Международной научно-технической конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Том. XIV. Астрахань, 5-7 октября 2021. С. 30-32. DOI: 10.25210/armimp-2021-08 30

Новикова С.С., Коняев Д.А. Решение векторной задачи дифракции электромагнитной волны на зеркале со скруглёнными краями // Материалы 14-й Международной научно-технической конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Том. XIV. Астрахань, 5-7 октября 2021. С. 33-35. DOI: 10.25210/armimp-2021-09 33

Зотов А.М., Короленко П.В., Кубанов Р.Т., Павлов Н.Н. Амплитудно-фазовые характеристики вихревых диффракталов // Материалы 14-й Международной научно-технической конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Том. XIV. Астрахань, 5-7 октября 2021. С. 36-39. DOI: 10.25210/armimp-2021-10 36

Данилычев М.В., Смирнов М.Т., Весник Б.Г., Кутуза Б.Г. Вклад радиоизлучения Солнца в излучение морской поверхности в L-диапазоне // Материалы 14-й Международной научно-технической конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Том. XIV. Астрахань, 5-7 октября 2021. С. 40-47. DOI: 10.25210/armimp-2021-11 40

Вагин В.А., Хорохорин А.И., Ступин И.А. Особенности электронной системы для измерения импульсных процессов // Материалы 14-й Международной научно-технической конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Том. XIV. Астрахань, 5-7 октября 2021. С. 47-50. DOI: 10.25210/armimp-2021-12 47

Павлов И.С., Васильев А.Л., Зинин П.В., Бармина Е.В., Шафеев Г.А. Получение сферических нано-частиц карбида бора, инкапсулированных в графитовую оболочку // Материалы 14-й Международной научно-технической конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Том. XIV. Астрахань, 5-7 октября 2021. С. 50-52. DOI: 10.25210/armimp-2021-13 50

Алампиев М.В., Ляшенко А.И., Володина Е.М. Многофункциональные лазерные системы на АИГ:Nd^{3+} // Материалы 14-й Международной научно-технической конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Том. XIV. Астрахань, 5-7 октября 2021. С. 53-56. DOI: 10.25210/armimp-2021-14 53

Петров Н.И. Влияние плазмонных эффектов на спектральные характеристики фильтра нарушенного полного внутреннего отражения с включениями наночастиц // Материалы 14-й Международной научно-технической конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Том. XIV. Астрахань, 5-7 октября 2021. С. 56-59. DOI: 10.25210/armimp-2021-15 56

Вохник О.М., Короленко П.В. Особенности физических процессов в аналитическом резонаторе диодного лазерного спектрометра // Материалы 14-й Международной научно-технической конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Том. XIV. Астрахань, 5-7 октября 2021. С. 60-63. DOI: 10.25210/armimp-2021-16 60

Вагин В.А., Рыжкова Д.Ю. Особенности измерений методом ИК-Фурье-спектроскопии // Материалы 14-й Международной научно-технической конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Том. XIV. Астрахань, 5-7 октября 2021. С. 63-65. DOI: 10.25210/armimp-2021-17 63

Вагин В.А., Краснов А.Е., Рыжкова Д.Ю. Методика идентификации газовых составляющих атмосферы // Материалы 14-й Международной научно-технической конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Том. XIV. Астрахань, 5-7 октября 2021. С. 66-68. DOI: 10.25210/armimp-2021-18 66

Власова А.Г. Расчет параметров модуля для цифровой голографической микроскопии на основе интерферометра общего пути // Материалы 14-й Международной научно-технической конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Том. XIV. Астрахань, 5-7 октября 2021. С. 69-71. DOI: 10.25210/armimp-2021-19 69

Михайлова Т., Высоких Ю., Шапошников А., Бержанский В., Краснобородько С. Двухслойные магнитоактивные пленки для магнитофотоники и оптомагнитоники // Материалы 14-й Международной научно-технической конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Том. XIV. Астрахань, 5-7 октября 2021. С. 71-72. DOI: 10.25210/armimp-2021-20 71

Шарикова М.О. Гиперспектральная визуализация патологий кожи человека: решаемые задачи и используемая аппаратура // Материалы 14-й Международной научно-технической конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Том. XIV. Астрахань, 5-7 октября 2021. С. 73-75. DOI: 10.25210/armimp-2021-21 73

Титов С.А., Мачихин А.С., Пожар В.Э. Визуализация акустического поля в акустооптических устройствах // Материалы 14-й Международной научно-технической конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Том. XIV. Астрахань, 5-7 октября 2021. С. 75-77. DOI: 10.25210/armimp-2021-22 75

Купрейчик М.И., Балакший В.И., Пожар В.Э. Широкоугольные акустооптические дефлекторы на основе изотропного рассеяния света в двуосных кристаллах // Материалы 14-й Международной научно-технической конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Том. XIV. Астрахань, 5-7 октября 2021. С. 78-81. DOI: 10.25210/armimp-2021-23 78

Анциперов В.Е., Данилычев М.В., Мансуров Г.К., Чуриков Д.В., Павлюкова Е.Р. Усовершенствованный метод измерения средней скорости пульсовой волны для оценки эластичности стенки артерии // Материалы 14-й Международной научно-технической конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Том. XIV. Астрахань, 5-7 октября 2021. С. 82-88. DOI: 10.25210/armimp-2021-24 82

Зыкова Л.А., Бурлаков А.Б., Титов С.А., Богаченков А.Н. Исследование сердечнососудистой системы Danio rerio в постэмбриональный период развития с помощью ультразвукового сканера // Материалы 14-й Международной научно-технической конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Том. XIV. Астрахань, 5-7 октября 2021. С. 89-91. DOI: 10.25210/armimp-2021-25 89

Веселов А.С., Гавлина А.Е., Польщикова О.В. Методы спектральной визуализации в офтальмологической диагностике на основе акустооптических перестраиваемых фильтров // Материалы 14-й Международной научно-технической конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Том. XIV. Астрахань, 5-7 октября 2021. С. 92-97. DOI: 10.25210/armimp-2021-26 92

АЛГОРИТМЫ СНИЖЕНИЯ ИСКАЖЕНИЙ СИГНАЛОВ С УВЕЛИЧЕННОЙ БАЗОЙ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ПО ТРАНСИОНОСФЕРНЫМ РАДИОЛИНИЯМ

д.ф.-м.н. Назаров Л.Е.[1,2], Батанов В.В.[2]

[1]Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
[2]АО «Информационные спутниковые системы», г. Железногорск
levnaz2018@mail.ru

Приведены описания искажений цифровых сигналов при их распространении по спутниковым ионосферным радиолиниям (трансионосферным радиолиниям). Показано, что основой этих методов является линейная фильтрация с комплексным коэффициентом передачи, определяемым высотным профилем электронной плотности. Дисперсионные свойства земной ионосферы определяют фазовые и амплитудные искажения огибающих цифровых сигналов. Приведено описание алгоритма компенсации данных искажений на основе использования пилот-сигнала и формирования обратного линейного фильтра. Путем компьютерного моделирования этого алгоритма показана возможность практически полной компенсации рассматриваемых искажений широкополосных сигналов.
Ключевые слова: ионосфера, сигналы, искажения сигналов, компенсация искажений, вероятность ошибочного приема

Введение

При распространении по трансионосферным радиолиниям (ионосферным спутниковым радиолиниям) сигналы подвергаются искажениям за счет влияния земной ионосферы как дисперсионной среды [1-4]. Суть искажений - изменение комплексной огибающей и временное рассеяние сигналов, поворот плоскости поляризации радиоволн, возникновение обыкновенной и необыкновенной радиоволн. В докладе рассматривается модель искажений комплексной огибающей цифровых сигналов, обусловливающие возникновение интерференционных межсимвольных (МСИ) помех в дополнение к аддитивным тепловым помехам. Помехи МСИ снижают надежность передачи информации по данным радиолиниям [5].

Актуальными являются проблемы обобщения и развития моделей рассматриваемого типа искажений сигналов с увеличенной базой путем расширения спектра частот, оценивания деградации вероятностных характеристик при приеме этих сигналов относительно распространения в свободном пространстве и разработки и моделирования алгоритмов обработки сигналов при приеме, снижающих действие рассматриваемых помех МСИ.

1. Постановка задачи

Методы анализа распространения сигналов по стационарным ионосферным линиям основаны на решении волнового уравнения с учетом магнитного поля Земли $\vec{H}(\vec{r})$ относительно электрического поля $E(\mathrm{z,f})$ плоской волны с частотой f [2,5]. В изотропном случае (без учета влияния магнитного поля Земли) при нормальном падении плоской волны на среду с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(z,f)$, распространяющейся по оси z, уравнение имеет вид [5]

$$\frac{d^2E(\mathrm{z,f})}{\mathrm{dz}^2}+\frac{(2\pi)^2f^2}{c^2}\varepsilon(\mathrm{z,f})E(\mathrm{z,f})=0. \qquad (1)$$

При выполнении условия $\frac{\mathrm{d}\varepsilon(\mathrm{z,f})}{\mathrm{dz}}\lambda<<1$ (λ - длина волны) решение (1) задается приближением геометрической оптики [5]

$$E(\mathrm{z,f})=\mathrm{Re}\left(E(0,f)\exp\left(-\frac{j2\pi\mathrm{f}}{c}\int_0^z n(x,f)\mathrm{dx}\right)\right).$$

Здесь $n(x,f)=\sqrt{\varepsilon(\mathrm{x,f})}$ - коэффициент преломления среды.

Для цифровых сигналов $s(t)$ задача усложняется - сигналы представляются в виде суммы монохроматических сигналов, каждый из которых приобретает фазовое $\Delta\phi(z,f)$ смещение за счет дисперсионных свойств ионосферы, что определяет искажение сигналов [1-4]. Эти искажения обусловливают возникновение помех МСИ, представляющих случайный процесс, характеристики которого зависят от центральной частоты f, полосы частот сигналов и от характеристик ионосферной линии.

Цель работы - привести описание и результаты моделирования алгоритмов обработки сигналов на выходе трансионосферной линии, компенсирующего влияние помех МСИ.

Материалы 14-й Международной научно-технической конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Том. XIV.
Астрахань, 5-7 октября 2021. ISBN 978-5-905278-48-8. DOI: 10.25210/armimp-2021

2. Модели распространения сигналов по трансионосферным линиям

Рассматриваемая модель ионосферы трансионосферных радиолиний соответствует сферически-симметричной среде с неоднородной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(z,f)$ [2]

$$\varepsilon(\mathrm{z,f}) = 1 - f_p^2(z)/f^2.$$

Здесь $f_p(z) = \sqrt{80.8N_э(z)}$ - собственная частота ионосферы (кГц); $N_э(z)$ (эл/см^3) - электронная плотность ионосферы на высоте z. Модель $\varepsilon(z,f)$ (4) является вещественной, т.е. поглощение радиоволн полагается малым, что обусловливает лишь фазо-частотные искажения сигналов при распространении. Для электронной плотности $N_э(z)$ известен ряд моделей, например, однослойная модель Чэпмена [2].

Искаженные сигналы $\hat{s}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}(f)\dot{H}(\mathrm{z,f})\exp(j2\pi\mathrm{f})\mathrm{df}$ на выходе линии представляются как результат линейной фильтрации передаваемых сигналов $s(t)$ [5]. Здесь $\dot{S}(f)$ - спектр сигнала $s(t)$; $\dot{H}(f,z) = \exp(j2\pi f\tau(z,f))$ - коэффициент передачи ионосферной линии;

$$\tau(z,f) = \exp\left(j2\pi f \int_0^z \frac{\mathrm{dx}}{c_ф(x,f)}\right)$$

- время распространения гармонического сигнала с частотой f вдоль лучевой линии; $c_ф(x,f) = c/n\,(x,f)$ - фазовая скорость.

Вид искаженного сигнала определяется путем оценивания коэффициента передачи $\dot{H}(\mathrm{z},f)$ с использованием законов распространения сигналов в неоднородной среде и вычисления соотношения для $\hat{s}(t)$ [2]. В этом случае справедливо соотношение

$$\tau(z,f)\frac{e^2}{2\pi \mathrm{cm}_e f^2}\frac{0.01(R_З+\mathrm{z_м})}{\sqrt{(R_З+\mathrm{z_м})^2-(R_З)^2\sin^2\theta_A}}\int_0^z N_э(x)\mathrm{dx}\ [1].$$

Здесь e, m_e - заряд и масса электрона.

Из приведенного соотношения следует, что для описания трансионосферной линии необходима оценка полного электронного содержания $\alpha_{ПЭС} = \int_0^z N_э(x)\mathrm{dx}$. Эффективный метод оценки параметра $\alpha_{ПЭС}$ основан на вычислении разности времени задержек $\Delta\tau(f_1,f_2) = \tau(z,f_1) - \tau(z,f_2)$ распространения (методы фазовой или групповой задержек) для пилот-сигналов с центральными частотами f_1 и f_2. Значение $\Delta\tau(f_1,f_2)$ определяется на основе вычисления корреляций для реализаций на входе приемных устройств и пилот-сигналов с центральными частотами. При реализации этого подхода параметр $\hat{\alpha}_{ПЭС}$ оценивается с использованием соотношения [2]

$$\hat{\alpha}_{ПЭС} = \frac{\Delta\tau(f_1,f_2)}{\frac{e^2}{2\pi m_e f^2}\frac{(R_З+\mathrm{z_м})}{\sqrt{(R_З+\mathrm{z_м})^2-(R_З\sin\theta_A)^2}}\left(\frac{1}{f_1^2}-\frac{1}{f_2^2}\right)}.$$

Таким образом, обратный линейный фильтр трансионосферной линии, снижающий действие интерференционных помех, задается его коэффициентом передачи $\dot{H}^{-1}(\mathrm{z,f})(-j\phi(z,f))$, здесь фаза

$$\phi(z,f)\frac{e^2}{\mathrm{cm}_e f}\frac{0.01(R_З+\mathrm{z_м})}{\sqrt{(R_З+\mathrm{z_м})^2-(R_З)^2\sin^2\theta_A}}\ \{\ \mathrm{hat}_{\ ПЭС}.$$

3. Результаты моделирования

Одной из основных характеристик систем связи является вероятность правильного обнаружения $P_{пр}$ сигналов систем синхронизации [5]. Оптимальное обнаружение основано на вычислении взаимной корреляции реализации $r(t) = \hat{s}(t) + n(t)$ с сигналом $s(t)$. В докладе рассматриваются сигналы $s(t)$ на основе двухпозиционной фазовой манипуляции, интенсивно используемые при синхронизации систем связи различного назначения, включая спутниковые системы связи, в системах радиолокации. Моделирование трансионосферных линий выполнено с целью оценивания деградации вероятности $P_{пр}$ при приеме сигналов $\hat{s}(t)$ относительно распространения в свободном пространстве и эффективности алгоритмов обработки сигналов, снижающих действие помех МСИ. Характеристики трансионосферной линии - модель Чэпмена с параметрами дневной ионосферы, высота z=400 км, центральная частота $f = 1500$ МГц. Частотная полоса игналов$\Delta F = 100$ МГц.

Пилот-сигнал, используемый для оценки параметра $\hat{\alpha}_{ПЭС}$ и формирования обратного фильтра $\dot{H}^{-1}(\mathrm{z,f})$, представлял сумму двух радиоимпульсов с центральными частотами $f_1 = 1.50$ ГГц и $f_2 = 1.55$ ГГц.

На рис.1 приведены вероятности $P_{пр}$ при когерентном приеме сигналов $s(t)$, реализующем правило Неймана-Пирсона с вероятностью ложной тревоги $P_{лтр} = 10^{-3}$. По оси абсцисс отложены значения сигнал/помеха, E_c- энергия сигналов, N_0- спектральная плотность аддитивного шума. Кривая 1 соответствует кривой при приеме сигналов при распространении в свободном пространстве [5]. Кривая 2 соответствует распространению по трансионосферной линии - видно, что энергетические потери за счет влияния помех МСИ по отношению к распространению в свободном пространстве достигают 0.3 дБ.

В докладе приведены также результаты моделирования алгоритмов компенсации помех МСИ для систем связи с оценкой вероятности правильного приема информационных битов.

Выводы

Приведены описания искажений цифровых сигналов при их распространении по трансионосферным радиолиниям, основанные на методах линейной фильтрации. Искажения фазо-частотных характеристик цифровых сигналов обусловливают временное рассеяние и возникновение межсимвольных помех, которые снижают надежность связи. Особенностью этих помех является то, что невозможна их компенсация путем повышения мощности передаваемых сигналов. Алгоритмы компенсации данных искажений основан на использовании пилот-сигналов, на оценке параметра линии с использованием пилот-сигналов и формирования обратного линейного фильтра. Путем компьютерного моделирования алгоритмов показана возможность практически полной компенсации искажений широкополосных сигналов систем синхронизации и достижения вероятностных характеристик правильного приема, близких к характеристикам правильного приема синхронизирующих сигналов при распространении в свободном пространстве.

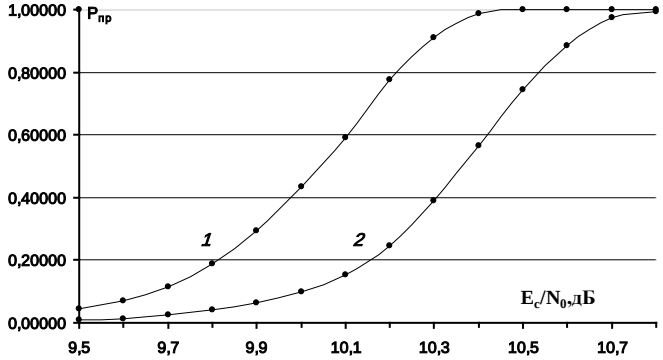


Рис. 1. *Вероятности $P_{пр}$ при когерентном приеме сигналов: 1- распространение в свободном пространстве; 2 - распространение по трансионосферной линии.*

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-07-00525).

Список литературы

1. Колосов М. А., Арманд Н. А., Яковлев О. И. Распространение радиоволн при космической связи. М.: Связь, 1969.
2. Яковлев О. И., Якубов В. П., Урядов В.П., Павельев А. Г. Распространение радиоволн. М.: ЛЕНАНД, 2009.
3. Назаров Л.Е., Батанов В.В. Вероятностные характеристики обнаружения радиоимпульсов при распространении по ионосферным линиям спутниковых линий связи. // Радиотехника и электроника. 2017. Т.62. №9. Стр.1-9.
4. Назаров Л. Е., Батанов В.В. Анализ искажений радиоимпульсов при распространении по ионосферным линиям передачи спутниковых систем связи. // Электромагнитные волны и электронные системы. 2016. Т.21. №5. С. 37-45.
5. Скляр Б. Цифровая связь. Теоретические основы и практическое применение. М.: Издательский дом “Вильямс”, 2003.

THE ALGORITHMS FOR REDUCING DISTORTIONS OF SIGNALS WITH AN INCREASED BASE DURING PROPAGATION ALONG TRANSIONOSPHERIC RADIOLINES

Doctor of Science in Physics and Math Nazarov L.E.[1,2], Batanov V.V.[2]

[1]Kotel’nikov Institute of Radioengeneering and Electronics of RAS (Fryazino Branch)
[2]JSC academician M.F. Reshetnev Information Satellite Systems
levnaz2018@mail.ru

The methods for describing distortions of digital signals due to influence of transionospheric lines based on linear filtering are presented. The dispersion properties of the earth's ionosphere determine the phase and amplitude distortions of the envelopes of digital signals. The description of the algorithm for compensation of these distortions based on the use of a pilot-signal and the formation of an inverse linear filter is given. By means of computer simulation of this algorithm, the possibility of almost complete compensation of the considered distortions of wideband signals of systems is shown.
Keywords: ionosphere channels, broadband signals, signal distortions, algorithm, error-performances

МОДЕЛИ ТРАНСИОНОСФЕРНЫХ КАНАЛОВ ПЕРЕДАЧИ С АМПЛИТУДНЫМИ ЗАМИРАНИЯМИ СИГНАЛОВ

д.ф.-м.н. Назаров Л. Е.[1,2], Батанов В.В.[2]

[1]Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН
[2]АО «Информационные спутниковые системы»,
levnaz2018@mail.ru

Даны описания статистических моделей трансионосферных каналов передачи с амплитудными замираниями сигналов за счет влияния земной ионосферы. Основой моделей является аналитическое описание распространения сигналов в неоднородной среде, порождающего временные вариации амплитуд сигналов за счет их отражения и рассеяния на ионосферных неоднородностях. Данные аналитические описания представляют приближенные решения Рытова для волнового уравнения. В качестве параметра моделей, важного для приложений, рассматривается стационарностьканалов, связанная с временными и пространственными статистическими характеристиками случайных временных и пространственных флуктуаций электронной плотности ионосферных неоднородностей.
Ключевые слова: ионосфера, трансионосферные радиолинии, сигналы, замирания сигналов

Введение

При распространении по трансионосферным каналам сигналы подвергаются искажениям за счет влияния земной ионосферы, как неоднородной среды, что снижает верность передачи информации по отношению к распространению в свободном пространстве [1]. Одно из искажений обусловлено многолучевостью распространения сигналов за счет их отражения и рассеяния на ионосферных неоднородностях, порождающая временные вариации амплитуд (замирания сигналов) [1-8].

Замирание сигналов представляет случайный процесс, статистические характеристики которого связаны со статистическими характеристиками флуктуаций электронной плотности ионосферных неоднородностей [2]. Статистические характеристики замираний дают возможность оценить энергетические потери при приеме сигналов по отношению к распространению в свободном пространстве [4,6].

Актуальной является проблема развития и обобщения этих моделей, в частности, для оценивания статистических характеристик замираний сигналов, определяющих методы оптимальной обработки сигналов при приеме, повышающих верность передачи информации по рассматриваемым каналам.

1. Постановка задачи

При распространении сигналов $s(t)$ по трансионосферным каналам на вход приемника поступает сигнал $s'(t)$, содержащий сигнальную составляющую $s(t)$ и сумму его многоголучевых компонент с различными амплитудами, временными задержками и начальными фазами за счет отражения и рассеяния на ионосферных неоднородностях

$$s'(t) = \mathrm{Re}\left[\dot{A}(t)\exp(j(2\pi f t + \phi(t))\right] \text{ [2],}$$

где $f, \dot{A}(t), \phi(t)$ - частота, комплексная амплитуда и фаза сигналов.

Замирание амплитуды $A = \left|\dot{A}(t)\right|$ за счет влияния ионосферы представляет случайный стационарный процесс на анализируемом интервале времени. Основные статистические характеристики каналов с замираниями связаны с частотной полосой когерентности и с временем стационарности радиолинии τ_{st} [14]. Параметр τ_{st} определяет возможное время когерентного накопления при демодуляции и синхронизации сигналов и определяет длительность временного перемежения символов цифровых сигналов для повышения верности передачи информации [14]. Эти параметры задаются рядом эмпирических выражений, альтернативу которым составляют оценки, производимые с использованием вероятностного подхода.

Цель работы - дать описания статистических моделей трансионосферных каналов с амплитудными замираниями относительно стационарности с использованием вероятностного подхода, привести численные оценки.

2. Модели распространения сигналов по трансионосферным линиям

При развитии статистических моделей амплитудных замираний сигналов используются два подхода - на основе использования эмпирических соотношений относительно плотности распределения амплитуды $p(A)$ и на основе аналитического описания распространения сигналов.

Модели замираний сигналов из первого класса связывают параметры эмпирических одномерных плотностей распределения $p(A)$ с индексом сцинтилляции S_4 [5]. Для описания плотности

распределения $p(A)$ используется закон Релея-Райса $p(A) = \frac{A}{\sigma_r^2}\exp\left(-\frac{A^2+A_0^2}{2\sigma_r^2}\right)I_0\left(\frac{\mathrm{AA_0}}{\sigma_r^2}\right)$. Здесь A_0 - амплитуда регулярного сигнала; σ_r^2 - мощность случайных многолучевых компонент; $I_0(x)$ - функция Бесселя первого рода нулевого порядка от мнимого аргумента. Распределение Релея-Райса характеризуется коэффициентом Райса $c = A_0^2/2\,\sigma_\mathrm{p}^2 = \frac{1}{2}\frac{\sqrt{m^2-m}}{m-\sqrt{m^2-m}}$, $m = 1/S_4^2$;

Модели замираний сигналов из второго класса основаны на теории распространения радиоволн в случайно-неоднородных средах с флуктуациями коэффициента преломления ионосферы $n(\vec{r},t) = 1+\delta n(\vec{r},t)$. Из-за движения среды со скоростью v (от 20…50 м/с до 300…500 м/с [1]) в разные моменты времени на распространение радиоволн влияют реализации случайной функции $\delta n(\vec{r},t)$, обусловливающие наличие случайных многолучевых компонент в составе $s'(t)$в виде гауссовского процесса с амплитудой $A_{\delta n}$ с одномерной плотностью распределения Релея $p(A_{\delta n}) = \frac{A_{\delta n}}{\sigma_s^2}\exp\left(-\frac{A_{\delta n}^2}{2\sigma_s^2}\right)$. Решение задачи распространения сигналов через такие среды предполагает установление связи статистических характеристик функции $\delta n(\vec{r},t)$ и статистических параметров сигналов при заданной пространственной корреляционной функции $B_{\delta n}(\vec{r})$ для стационарного случая.

Метод установления этих связей основан на решении волнового уравнения относительно напряженности электрического поля $E(\vec{r},t)$ плоской волны $\nabla^2 E + k^2 n(\vec{r})E = 0$. Здесь $\delta n(\vec{r},t)$>=0; $k = 2\,\pi/\lambda$ - волновое число.

Известны приближенные решения уравнения, определяющие класс статистических моделей со слабыми возмущениями $\delta n(\vec{r},t)$ [2]. В этом случае выражение относительно флуктуаций логарифма амплитуды $\delta(\mathrm{Ln}(A_{\delta n}))$ сигналов на входе приемного устройства при использовании приближения Рытова имеет вид $\delta(\mathrm{Ln}(A_{\delta n})) = \frac{\mathrm{Lk}^2}{2\pi}\int_V \frac{1}{z(L-z)}\cos\left(\frac{\mathrm{Lk}(x^2+y^2)}{2(L-z)}\right)\delta n(\vec{r},t)\mathrm{dV}$. Здесь L-расстояние канала; Oz-ось распространения сигналов; интегрирование осуществляется по области V, существенной для флуктуаций $\delta n(\vec{r},t)$ и примыкающей к трассе распространения сигналов.

Вычисление оценки корреляционной функции $B(\tau)$ для $\mathrm{Ln}(A_{\delta n})$ осуществляется при выполнении упрощающего условия - полагается изотропность пространственного трехмерного спектра $F(K)$ для флуктуаций ионосферных неоднородностей $\delta n(\vec{r},t)$ [2]. В этом случае корреляционная функция $B(\tau)$ имеет вид $B_A(\tau) = 2\int_0^L\int_{-\infty}^{\infty} F(K)\mathrm{KJ_0(Kv}\tau)\sin^2\left(\frac{z(L-z)K^2}{2\mathrm{kL}}\right)\mathrm{dzdK}$.

Пространственный спектр $F(K)$ может быть представлен в виде выражения $F(K) = \frac{0.066\sigma_n^2(\vec{r})}{L_m^{2/3}(K_m^2+K^2)^{q/2}}$. Здесь $q = 3.2…4.4$ - показатель пространственного спектра $\delta n(\vec{r},t)$; L_m - внешний масштаб ($L_m = 20…100$ км); $K_m = 2\,\pi/L_m$; $\sigma_n^2(\vec{r})$ - средняя мощность флуктуаций $\delta n(\vec{r},t)$.

Функция $B_A(\tau)$ связана с коэффициентом корреляции $R_0(\tau)$ квадратурных составляющих процесса. Коэффициент корреляции $R_0(\tau)$ входит в выражение для двумерной плотности вероятности $p(A_1,A_2,\tau)$ амплитуды суммы случайного процесса и сигнала в виде гармонического колебания с амплитудой A_0.

Используя выражение $p(A_1,A_2,\tau)$ можно вычислить ряд важных статистических характеристик канала, например, верхние границы вероятности времени стационарности канала $\Pr(\tau_\mathrm{st}) \approx \int_0^\infty \mathrm{dA_1}\left[\int_{A_1/\Delta A}^{A_1*\Delta A} p(A_1,A_2,\tau)\mathrm{dA_2}\right]$, ΔA - параметр.

3. Результаты моделирования

На рис. 1 приведены кривые, определяющие верхние границы вероятности стационарности каналов P- частотного диапазона для $S_4 = 0.7$ (кривые 1 и 2), $S_4 = 0.3$ (кривые 3 и 4). Кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют скорости движения $v = 300$ м/с. Кривые 1, 3 вычислены для значения $\Delta A = 1.40$ ($\pm$3дБ), кривые 2, 4 вычислены для $\Delta A = 1.12$ ($\pm$1 дБ).

Видно, что $\Pr(\tau_\mathrm{st,min}) = 0.95$ достигается для параметров $v = 300$ м/с, $S_4 = 0.7$ при $\tau_\mathrm{st,min} = 70$ мс для $\Delta A = \pm 1$ дБ и при $\tau_\mathrm{st,min} = 100$ мс для $\Delta A = \pm 3$ дБ. Вероятность $\Pr(\tau_\mathrm{st,min}) = 0.95$ достигается для значений параметров $v = 300$ м/с и $S_4 = 0.3$ при $\tau_\mathrm{st,min} = 210$ мс для $\Delta A = \pm 1$ дБ и при $\tau_\mathrm{st,min} = 280$ мс для $\Delta A = \pm 3$ дБ.

Выводы

Основой моделей трансионосферных каналов с амплитудными замираниями сигналов за счет влияния земной ионосферы является аналитическое описание распространения сигналов в неоднородной среде. В качестве параметра моделей, важного для приложений, рассматривается стационарность каналов, связанная с статистическими характеристиками случайных временных и пространственных флуктуаций электронной плотности ионосферных неоднородностей. Приведенные оценочные значения энергетических потерь за счет влияния ионосферы являются полезными при разработке спутниковых информационных систем, при выборе оптимальных сигнальных конструкций и при разработке процедур их обработки при приеме и синхронизации.

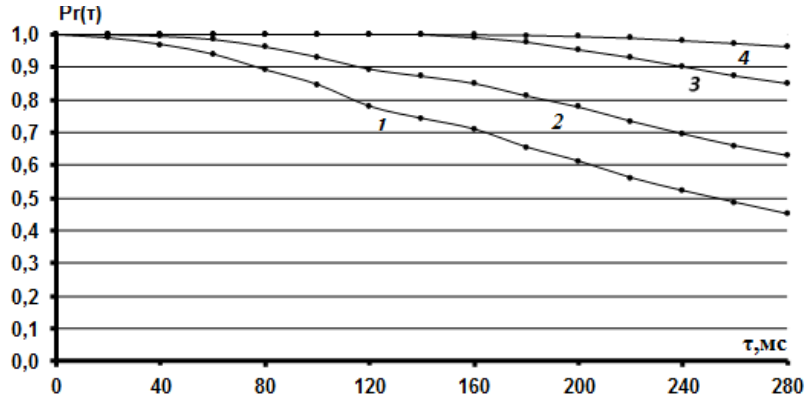


Рис. 1. *Вероятные кривые стационарности спутниковых радиолиний ($v = 300$м/с): 1 - S_4=0.7, параметр 1дБ); 2 - S_4=0.7, параметр 3дБ); 3 - S_4=0.3, параметр 1дБ); 4 - S_4=0.3, параметр 3дБ).*

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-07-00525).

Список литературы

1. Колосов М. А., Арманд Н. А., Яковлев О. И. Распространение радиоволн при космической связи. М.: Связь, 1969.
2. Rino C.L. The Theory of Scintillation with Applications in Remote Sensing. John Wiley & Sons. Hoboken. New Jersey, 2011.
3. Ionospheric propagation data and prediction methods required for the design of satellite services and systems. Recommendation ITU-R P.531-11. Electronic Publication, Geneva. 2012. 24 p.
4. Назаров Л. Е., Батанов В. В. Вероятностные характеристики обнаружения радиоимпульсов при распространении по ионосферным линиям передачи спутниковых систем связи. // Радиотехника и электроника. 2017. Т.62. №9. Стр. 866-874.
5. Crane R.K. Ionospheric Scintillation. // Proceeding of IEEE. 1977. V.2. P. 180-199.
6. Назаров Л. Е., Смирнов В. М. Вероятностные характеристики приема сигналов с замиранием при распространении по спутниковым ионосферным радиолиниям. // Физические основы приборостроения. 2020. Т. 9. № 4(38). С. 18–23.

THE MODELS OF TRANSIONOSPHERIC TRANSMISSION CHANNELS WITH AMPLITUDE FADING OF SIGNALS

Doctor of Science in Physics and Math Nazarov L.E.[1,2], Batanov V.V.[2]

[1]Kotel'nikov Institute of Radioengeneering and Electronics of RAS (Fryazino Branch)
[2]JSC academician M.F. Reshetnev Information Satellite Systems
levnaz2018@mail.ru

Descriptions of statistical models of transionospheric channels with amplitude fading of signals due to the influence of the earth's ionosphere are given. The models are based on the analytical description of signal propagation in an inhomogeneous medium, which generates temporal variations in signal amplitudes due to their reflection and scattering on ionospheric inhomogeneities. These analytical descriptions represent Rytov's approximate solutions for the wave equation without taking into account the anisotropy due to the influence of the Earth's magnetic field. The stationarity of the radio line associated with the temporal and spatial statistical characteristics of random temporal and spatial fluctuations of the electron density of ionospheric irregularities is considered as a parameter of the models that is important for applications.
Keywords: ionosphere, transionospheric channels, signals, fading of signals

ПОМЕХОУСТОЙЧИВЫЙ ПРИЕМ СИГНАЛОВ С УВЕЛИЧЕННОЙ БАЗОЙ ПРИ НАЛИЧИИ СОСРЕДОТОЧЕННЫХ ПО СПЕКТРУ ПОМЕХ

д.ф.-м.н. Назаров Л. Е.[1], д.ф.-м.н. Кравченко В.Ф.[2]

[1]Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
[2]Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН
levnaz2018@mail.ru

Приведено описание сигнальных конструкций с увеличенной базой (на основе OFDM-сигналов, на основе прямого расширения частотной полосы с использованием псевдослучайных последовательностей) и помехоустойчивых кодов, устойчивых к влиянию сосредоточенных по спектру помех. Дано описание алгоритма приема этих сигнальных конструкций с использованием весовых функций. Дан критерий оптимальности весовых функций. Показано, что ряд весовых функций Кравченко на основе атомарных функций относится к практически оптимальным окнам. Приведены вероятностные характеристики при приеме рассматриваемых сигнальных конструкций.
Ключевые слова: сигналы, сосредоточенные по спектру помехи, весовые окна, помехоустойчивые коды

В теории цифровой обработки сигналов широко применяются весовые функции (весовые окна) - с их использованием решается ряд проблем, связанных с разрешением сигналов, со снижением эффективности межканальных помех, с повышением помехоустойчивости передачи информации по каналам с сосредоточенными по спектру помехами (ССП) [1,2]. Поиск конструктивных решений для последней из этих проблем составляет самостоятельное научное направление в теории связи [3].
Методы снижения искажающего влияния ССП основаны на увеличении базы сигналов и на компенсации помех с использованием весовых функций [3-6]. Известные методы увеличения базы сигналов основаны на использовании OFDM- технологии (orthogonal frequency division multiplexing) и на прямом расширении частотной полосы с использованием псевдослучайных последовательной в качестве модулирующих функций (ПСП). Разработанные алгоритмы при приеме данного класса сигналов используют весовую обработку и реализуют данное направление [3-6]. Снижение действия ССП зависит от используемых весовых функций. Актуальными являются проблемы определения критериев оптимальности весовых функций и их практический выбор, определяющих максимальную помехоустойчивость передачи информации с использованием исследуемых сигнальных конструкций, а также анализ помехоустойчивости при их приеме при наличии ССП.
Сосредоточенные по спектру помехи определяются соотношением

$$\dot{N}(t) = \sum_{k=1}^{Q} \dot{p}_k(t) \exp\left(j2\pi f_k(t) + \phi_k(t)\right).$$

Здесь Q - количество помех; $\dot{p}_k(t), f_k(t), \phi_k(t)$ - амплитуда, частота и фаза помех, полагаемых случайными величинами и постоянными $\dot{p}_k(t) = \dot{p}_{k0}, f_k(t) = f_{k0}, \phi_k(t) = \phi_{k0}$ [3].
Особенностью ССП является их подобие по структуре частному классу OFDM-сигналов, что обусловливает их эффективность по снижению помехоустойчивости по сравнению с базовой моделью помехи в виде аддитивного белого гауссовского шума (АБГШ) [6]. Сигналы на основе ПСП являются дуальными OFDM-сигналам, что определяет также эффективность ССП по снижению помехоустойчивости для этого класса сигналов. Количественной мерой помехоустойчивости является вероятность ошибки на информационный бит $P_б$ при приеме сигналов [3,4].
При использовании сигналов с базой B вероятность $P_б$ зависит от отношения $\sqrt{\mathrm{BP_с}/P_п}$ - происходит снижение эффективности ССП в B раз, здесь $P_с$, $P_п$ - мощности сигналов и ССП. При условии $P_п/P_с > B$ существенно снижается помехоустойчивость передачи информации. В этом случае повышение надежности передачи возможно обеспечить, используя сигнальные конструкции с увеличением их базы B в сочетании с компенсацией ССП [5].
В докладе приводится описание устойчивых к ССП сигнальных конструкций с увеличенной базой на основе OFDM-сигналов [3-5] и помехоустойчивых (корректирующих ошибки) кодов. Приводятся также описания сигнальных конструкций с увеличенной базой на основе ПСП и помехоустойчивых кодов. В качестве помехоустойчивых кодов при формировании этих сигнальных конструкций рассмотрены наиболее эффективные коды (сверточные коды, блоковые турбо-коды, низкоплотностные коды), обеспечивающие достижение практически предельных вероятностных характеристик Шенноновской пропускной способности каналов с АБГШ при увеличении информативных объемов для различных кодовых скоростей [3].

Обработка входной реализации $\dot{\vec{z}}$ при приеме рассматриваемых сигнальных конструкций включает следующие основные этапы [3-6]: умножение отсчетов $\dot{\vec{z}}$ на весовую функцию; вычисление множества спектральных составляющих для взвешенной реализации; компенсацию рассматриваемых помех путем нелинейного преобразования частотных составляющих, в частности, ограничение частотных составляющих с амплитудой, превышающей порог P; демодуляцию сигналов; помехоустойчивое декодирование.

Существуют оптимальные значения порогов $P_{\text{опт}}$, определяющие минимальные значения вероятности ошибки $P_{\text{б}}$ для алгоритма приема рассматриваемых сигнальных конструкций при наличии ССП при использовании оптимальных весовых функций [6].

Оптимальность весовых функций основывается на следующих критериях [5]:

- обеспечение минимальных значений боковых лепестков функций в частотной области;
- достижение минимума энергии спектра частотной характеристики функций за пределами задаваемой полосы;
- минимизация энергетических потерь по отношению к согласованной фильтрации;
- обеспечение максимальной ортогональности для парциальных сигналов с весовой обработкой.

Известен ограниченный ряд весовых окон со свойствами, близкими к сформулированным свойствам оптимальности (весовые функции Хэмминга, Кайзера, Дольфа-Чебышева) [3-5]. В докладе приведены результаты детального исследования класса весовых окон Кравченко на основе атомарных функций $\mathrm{ch}_{a,n}(t)$, составляющих альтернативу этим весовым функциям (a, n - параметры) [2,6].

На рис. 1 в качестве примера приведены зависимости вероятности $P_{\text{б}}$ для $P_{\text{опт}}$ от параметра a для разработанного алгоритма приема сигнальных конструкций на основе OFDM-сигналов (с использованием весовых функций Кравченко с параметром $n = 1$ (кривая 1), $n = 2$ (кривая 2) и $n = 3$ (кривая 3) при наличии АБГШ и ССП. Видно, что минимальное значение $P_{\text{б}}$ достигается для параметра $n = 1$ и значения $a = 3$. Для параметров $n = 2$ и $n = 3$ наблюдается выравнивание вероятностных характеристик при увеличении значений a - минимальные значения $P_{\text{б}}$ для $n = 3$ и $n = 2$ по отношению к минимальным значениям $P_{\text{б}}$ для $n = 1$ превышают в 100 и в 10 раз соответственно.

Анализ результатов моделирования показывает, что для модели помех ССП весовая обработка с использованием функций Кравченко на основе атомарных функций с оптимальными параметрами $n = 1$, $a = 3.0$ является наиболее эффективной по отношению к известным весовым функциям, включая функции Хэмминга, Кайзера, Дольфа-Чебышева.

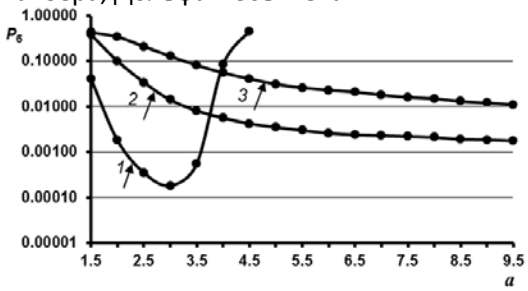


Рис. 1. *Зависимости вероятностей ошибки $P_{\text{б}}$ от параметра a при приеме сигнальной конструкции с использованием весовых функций Кравченко: кривая 1 - параметр окна $n = 1$; кривая 2 - параметр окна $n = 2$; кривая 3 - параметр окна $n = 3$.*

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-07-00525).

Список литературы

1. Оппенгейм А., Шафер Р. Цифровая обработка сигналов. М.: Техносфера. 2006.
2. Кравченко В.Ф., Коновалов Я.Ю., Пустовойт В.И. Новый класс окон на основе семейства атомарных функций $\mathrm{ch}_{a,n}(x)$ и его применение в цифровой обработке сигналов. // Радиотехника и электроника, 2015, том 60, № 9, с. 931–943.
3. Назаров Л.Е., Зудилин А.С. Эффективность окон Кайзера и Кравченко-Кайзера при приеме сигнальных конструкций на основе OFDM-сигналов, устойчивых к сосредоточенным по спектру помехам. // Физические основы приборостроения. 2018. Т.7, №3(29), стр.26-36.
4. Назаров Л.Е. Сигнальные конструкции на основе OFDM-сигналов, устойчивые к влиянию сосредоточенных по спектру помех. // Радиотехника и электроника, 2019, №8, стр. 787-795.
5. Кравченко В. Ф. Назаров Л. Е., Пустовойт В. И. Помехоустойчивый прием сигналов с ортогональным частотным мультиплексированием и обработкой весовыми функциями Кравченко. // Доклады Российской академии наук. Математика, информатика, процессы управления, 2020, том 495, с. 95–99.
6. Кравченко В.Ф., Кравченко О.В. Конструктивные методы алгебры логики, атомарных функций, вейвлетов, фракталов в задачах физики и техники. М.: Техносфера, 2018.

NOISE-RESISTANT RECEPTION OF SIGNALS WITH AN INCREASED BASE IN THE PRESENCE OF INTERFERENCE CONCENTRATED ON THE SPECTRUM

Doctor of Science in Physics and Math Nazarov L.E. [1],
Doctor of Science in Physics and Math Kravchenko V.F. [2]

[1]Kotel'nikov Institute of Radioengeneering and Electronics of RAS (Fryazino Branch)
[2]Kotel'nikov Institute of Radioengeneering and Electronics of RAS

A description is given of signal structures with an increased base (based on OFDM signals, based on direct frequency band expansion using pseudorandom sequences) and error-correcting codes resistant to the influence of interference concentrated on the spectrum. An algorithm for receiving these signal structures using weight functions is described. The criterion of optimality of weight functions is given. It has been shown that a row of Kravchenko weight functions based on atomic functions belong to almost optimal windows. Probabilistic characteristics are given when receiving the considered signal structures.
Keywords: signals, noise reduction, narrow-band noise, weight window, error-correcting codes

О МЕХАНИЗМЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МОЛНИЕВЫМ И ИСКРОВЫМ РАЗРЯДАМИ

г.н.с., д.ф.-м.н., Петров Н.И.[1], Петрова Г.Н.

[1]Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН
petrovni@mail.ru

Предложен механизм высокочастотного (микроволнового) электромагнитного излучения в молниевых и искровых разрядах. Показано существование быстрых электромагнитных поверхностных волн, распространяющихся вдоль канала разряда со скоростью, близкой к скорости света в вакууме. Показана возможность генерирования радио, СВЧ и ТГц излучений, вызванных импульсом поляризационного тока и связанным с ним полем поверхностной волны, движущейся с релятивистской скоростью вдоль изогнутого канала разряда.
Ключевые слова: молниевый разряд, поверхностная плазмон-поляритонная волна, радиочастотное и микроволновое излучение, синхротронное и переходное излучение

Введение

Молниевые разряды – наиболее распространенный источник мощных электромагнитных полей естественного происхождения. Излучение молнии имеет максимальную интенсивность в области 5-20 кГц и его спектральная плотность изменяется обратно пропорционально частоте [1]. Длина волны, соответствующая максимальной интенсивности излучения, имеет порядок длины канала молнии. Вторым характерным размером канала молнии является характерная длина искривления канала, которая соответствует диапазону частот f = 3 - 300 МГц (длина волны λ = 1 - 100 м).

Существует еще один характерный размер - поперечный размер канала молнии, соответствующий диапазону частот f = 300 - 3000 МГц (λ = 0.1 - 1 м). Существует также случайный изгиб канала лидера в этом диапазоне. Если диапазон частот 5-100 кГц можно хорошо описать как излучение линейного диполя, то наблюдаемое высокочастотное излучение не может быть объяснено в дипольном приближении [2-5].

В данном докладе предложен физический механизм формирования сверхвысокочастотного (СВЧ) излучения при искровом разряде и молнии, обусловленного импульсом поляризационного тока и связанным с ним полем поверхностной плазмонной волны.

1. Физическая модель

Стримерно-лидерный процесс лежит в основе развития молний и искровых разрядов в атмосфере [6]. Внедренные заряды, распределенные в канале лидера, нейтрализуются во время формирования ступеней лидера или во время обратного удара молнии. Установлено, что фронт волны

нейтрализации зарядов движется по каналу со скоростью порядка скорости света в вакууме [6]. Высокочастотные моды электромагнитных волн возбуждаются в каналах разряда во время процессов формирования ступеней лидера или во время заземления [7]. Хорошо известно, что поверхностные электромагнитные волны могут распространяться вдоль проводящего провода. Здесь мы показываем, что быстрые поверхностные электромагнитные волны (поверхностные плазмоны) со скоростями, близкими к скорости света в вакууме, могут распространяться вдоль ионизированного канала лидера молнии.

Поведение электромагнитного поля в канале молнии описывается дисперсионным уравнением, которое следует из уравнений Максвелла. Дисперсионное уравнение для поверхностных электромагнитных волн следует из граничного условия непрерывности для тангенциальных составляющих поля при $r = r_0$:

$$\frac{\varepsilon_p}{\eta a}\frac{I_0'(\eta a)}{I_0(\eta a)} = \frac{1}{\eta_0 a}\frac{K_0'(\eta a)}{K_0(\eta a)}, \tag{1}$$

Где I_0 и K_0 - модифицированные функции Бесселя первого и второго типа, соответственно, I_0' и K_0' - производные функций Бесселя, $\eta^2 = k_0^2\varepsilon_p - \beta^2$, $\eta_0^2 = k_0^2 - \beta^2$, $k_0 = \omega/c$ - волновое число в свободном пространстве, β - продольная компонента волнового числа, r_0 - радиус канала, $\varepsilon_p = \varepsilon' + i\dfrac{\sigma}{\omega\varepsilon_0}$ - комплексная диэлектрическая постоянная, где $\sigma = \dfrac{1}{R_l \pi r_0^2}$ - проводимость канала, R_l - погонное сопротивление канала, и ε_0 - диэлектрическая постоянная свободного пространства.

Фазовая и групповая скорости поверхностной волны могут быть определены из дисперсионного уравнения (1). Вещественная часть β' определяет фазовую скорость $V_{ph} = \omega/\beta'$ волны, а групповая скорость определяется выражением $V_g = d\omega/d\beta'$. Мнимая часть β'' определяет длину затухания $z_0 = 1/\beta''$ поверхностной волны, распространяющейся вдоль канала разряда.

На рис. 1 представлены скорость и длина затухания поверхностной волны в зависимости от частоты. Из моделирования следует, что скорость увеличивается с частотой поверхностной волны. Расстояние распространения поверхностной волны уменьшается с увеличением частоты (рис. 1а, б).

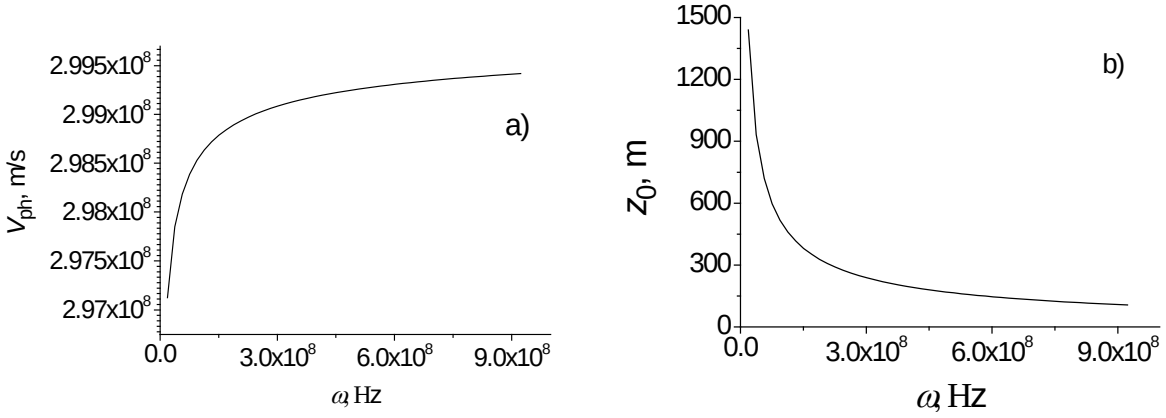


Рис. 1. *Скорость (а) и длина затухания (б)*
как функция от частоты: $\sigma = 10^4 \Omega^{-1} m^{-1}$, r_0 *= 0.01 m.*

Как следует из вычислений, групповая скорость больше фазовой скорости вследствие аномальной дисперсии в плазменном канале. Отметим, что в среде без дисперсии групповая скорость распространяющихся мод меньше фазовой скорости [8].

2. Высокочастотное излучение молнии

Электромагнитная волна в плазменном канале приводит к зависящему от времени электрическому диполю (поляризации), который генерирует импульс поляризационного тока, распространяющийся с релятивистской скоростью. Из законов электродинамики следует, что заряженные частицы или диполи, движущиеся с ускорением (или колебаниями), должны испускать электромагнитное излучение. Импульс поляризационного тока, движущийся по криволинейной (круговой) траектории, генерирует излучение, аналогичное синхротронному излучению, создаваемому электронами, циркулирующими в магнитном поле.

Имеются многочисленные искривления и неровности на границе извилистого канала молнии (рис. 2). Кривизна траектории вносит центростремительное ускорение в движущуюся область поляризации плазмы, что приводит к электромагнитному излучению.

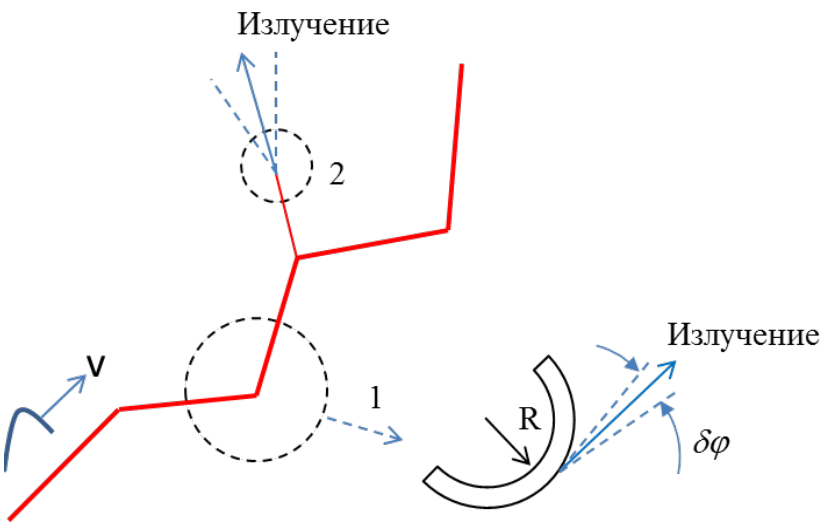


Рис. 2. *Схематический вид канала молнии. Источники излучения: 1 – синхротронное излучение; 2 – переходное излучение.*

Индуцированная поляризация определяет плотность электрических диполей, поэтому свойства излучения определяются излучением, возникающим в результате движения диполя или заряда *e*, который движется с релятивистской скоростью по круговой траектории. Электромагнитное излучение, генерируемое зарядами, движущимися по искривленной траектории (синхротронное излучение) известно давно.

В ультрарелятивистском случае полная мощность излучения определяется выражением [9]:

$$W = \frac{2}{3}\frac{e^2 c}{4\pi\varepsilon_0}\frac{\alpha^4\gamma^4}{R^2}, \qquad (2)$$

где $\gamma = \left(1 - v^2/c^2\right)^{-1/2}$ - релятивистский фактор Лоренца, $\alpha = v/c$, *e* – заряд электрона, *v* – скорость поверхностной плазмонной волны (плотность поляризации), *c* – скорость света в вакууме, и *R* - радиус кривизны изгиба траектории разряда.

Максимум в спектральном распределении мощности достигается при частоте $\omega_{\max} = \frac{1}{2}\gamma\omega_0$, где $\omega_0 = v/R$ [9]. Излучение сосредоточено в основном в узком конусе с осью вдоль направления скорости. Угловая ширина $\Delta\theta$, в которой заключена основная часть излучения, обратно пропорциональна релятивистскому фактору Лоренца: $\Delta\theta \sim 1/\gamma$.

Мощность излучения сильно возрастает в случае когерентного сгустка электронов, сгруппированных на расстояниях, меньших длины волны испускаемого излучения. Когерентное излучение можно наблюдать в радиочастотном диапазоне. Известно, что радиочастотные импульсы пульсаров излучаются посредством когерентного синхротронного механизма [9]. В этом случае мощность излучения задается выражением $W^{tot} = N_e^2 \cdot W$, где N_e – число электронов в поляризованной области плазмы.

3. Обсуждение

Другим механизмом генерации микроволнового излучения при распространении поверхностной волны вдоль канала разряда является переходное излучение [10]. Переходное излучение возникает, когда распределение поляризации (электрические диполи) движется со скоростью, превышающей фазовую скорость света в среде. Полная энергия, излучаемая электроном, задается выражением [10]:

$$P = \frac{e^2\omega_p}{3c\varepsilon_0}\gamma, \quad \omega_p^2 = \frac{ne^2}{m\varepsilon_0}. \qquad (3)$$

Однако мощность переходного излучения значительно ниже, чем у синхротронного излучения. Мощность значительно возрастает при когерентном переходном излучении.

Отметим, что излучение молнии в радиочастотной области имеет квази-непрерывный шумовой характер. Существуют два основных фактора, приводящих к случайным осцилляциям электромагнитного поля молнии: осцилляции тока обратного удара в канале молнии и случайные изгибы, и разветвления канала пробоя [11-14]. Измерения показывают, что осцилляции электромагнитного поля молнии обусловлены геометрией разрядного канала. В последние годы большое внимание уделяется изучению высокоэнергетических импульсов излучения на начальной стадии разряда молнии [6]. Рентгеновские и гамма-лучи с энергией до сотен МэВ были обнаружены во время ступенчатой фазы отрицательных естественных ударов молнии [15].

Выводы

Исследовано влияние проводимости и радиуса канала молнии на скорость распространения электромагнитных волн с учетом поглощения. Показано существование быстрых электромагнитных поверхностных плазмонных волн, распространяющихся вдоль канала разряда молнии со скоростью, близкой к скорости света в вакууме. Показана возможность генерирования радио, СВЧ и ТГц излучений импульсом поляризационного тока, движущимся по криволинейной траектории посредством синхротронного механизма излучения при формировании ступеней лидера и в самом начале стадии обратного удара молнии.

Список литературы

1. Uman M.A., Krider E.P. A review of natural lightning: experimental data and modelling // IEEE Trans. EMC. 1982. V. 24(2). P. 79-112.
2. Косарев Е.Л., Зацепин В.Г., Митрофанов А.В. Основные характеристики радиоизлучения линейных молний в дециметровом диапазоне // ЖТФ. 1971. Т. 41. С. 315-322.
3. Petersen D. and Beasley W. Microwave radio emissions of negative cloud-to-ground lightning flashes // Atmos. Res. 2014. V.135-136. P. 314-321.
4. Dwyer J.R. and Cummer S.A. Radio emissions from terrestrial gamma-ray flashes // J. Geophys. Res. 2013. V. 118. P. 3769-3790.
5. Hare B.M., et.al. Radio Emission Reveals Inner Meter-Scale Structure of Negative Lightning Leader Steps // Phys. Rev. Lett. 2020. V. 124. P.105101.
6. Dwyer J. R. and Uman, M. A. The physics of lightning // Phys. Rep. 2014. V.534. P. 147-241.
7. Petrov N.I. and Petrova G.N. Electromagnetic fields created by the lightning leader channel in the final jump phase // arxiv: 1909.06630. 2019.
8. Petrov N. I. Speed of structured light pulses in free space // Sci. Rep. 2019. V.9. P.18332.
9. Тернов И.М. Синхротронное излучение. УФН. 1995. Т. 165. В. 4. С. 429-456.
10. Гинзбург В.Л. Излучение равномерно движущихся источников (эффект Вавилова-Черенкова, переходное излучение и некоторые другие явления) // УФН. 1996. Т.166. В.10. С.1033-1042.
11. Петров Н.И., Петрова Г.Н. Математическое моделирование траектории лидерного разряда и молниепоражаемости изолированных и заземленных объектов // ЖТФ. 1995. Т.65. В.5. С.41-58.
12. Петров Н.И., Петрова Г.Н. Физические механизмы формирования молниевых разрядов между грозовым облаком и ионосферой // ЖТФ. 1999. Т.69. В.4. С.134-137.
13. Petrov N.I., Petrova G.N., D'Alessandro F. Quantification of the probability of lightning strikes to structures using a fractal approach // IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation. 2003. V.10(4). P. 641-654.
14. Petrov N.I., Waters R.T. Lightning to earthed structures: Striking distance variation with stroke polarity, structure geometry and altitude based on a theoretical approach // J. Electrostatics. 2021. V.112. P. 103599.
15. Petrov N.I. Mechanisms of X-ray and gamma-ray emissions in lightning and spark discharges // arXiv: 2104.14454. 2021.

MECHANISM OF HIGH-FREQUENCY ELECTROMAGNETIC RADIATION FROM LIGHTNING AND SPARK DISCHARGES

Chief scientist, DSc, Petrov N.I. [1], Petrova G.N.

[1]*Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation of RAS*
petrovni@mail.ru

The mechanism of high-frequency (microwave) electromagnetic radiation in lightning and spark discharges is proposed. The existence of fast electromagnetic surface waves propagating along the discharge channel at a speed close to the speed of light in a vacuum is shown. The possibility of generating radio, microwave, and THz radiation caused by a polarization current pulse and the associated field of a surface wave moving with relativistic velocity along a curved discharge channel is shown.
Keywords: Lightning discharge, leader and streamer, surface plasmon waves, high-frequency radiation

ВЫСОКОЧАСТОТНОЕ АСИМПТОТИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ ДЛЯ ПОСТОЯННЫХ РАСПРОСТРАНЕНИЯ КРУГЛОГО ОДНОРОДНОГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА

Апельцин В.Ф.

МГТУ им. Н.Э. Баумана
vapeltsin@hotmail.com

Показано, что постоянные распространения круглого однородного диэлектрического волновода (световода) в высокочастотном случае вычисляются явно в асимптотическом приближении как корни исходного дисперсионного уравнения, содержащего комбинацию цилиндрических функций и их производных, приближенно факторизуемого к виду двух простейших дисперсионных уравнений, содержащих единственную цилиндрическую функцию от нового аргумента.
Ключевые слова: диэлектрический волновод, дисперсионное уравнение, асимптотика, высокочастотное приближение, постоянные распространения

Введение

Диэлектрические волноводы и световоды, оказавшись удобными каналами связи между различными элементами электронной аппаратуры, повлекли в последние десятилетия огромное количество публикаций по исследованию их физических свойств, в том числе и на основе различных математических моделей. Кроме фундаментальных монографий [1-4], имеется множество статей и в периодической печати. Среди них значительная часть посвящена экспериментальным результатам исследования диэлектрических волноведущих структур, в том числе и содержащих оптически активную среду [5], [6]. Объем журнальных публикаций по исследованию свойств математических моделей этих устройств также велик и отличается большим разнообразием подходов, начиная с лучевых методов [7], и заканчивая приближенными численными моделями расчета постоянных распространения [8, 9].

Однородная спектральная задача для круглого регулярного диэлектрического волновода, следуя схеме из [1], предполагает построение в цилиндрической системе координат нетривиальных решений уравнений

$\Delta u_0 + k_0^2 u_0 = 0$ вне цилиндра радиусом a, где $k_0^2 = \omega^2 \varepsilon_0$; ω - частота; ε_0 - диэлектрическая проницаемость внешней среды, и

$\Delta u_1 + k_1^2 u_1 = 0$ внутри того же цилиндра, где $k_1^2 = \omega^2 \varepsilon_1$; ε_1 - диэлектрическая проницаемость материала цилиндра; а u_0 и u_1 являются z - компонентами электрического E_z или магнитного H_z полей вне и внутри цилиндра соответственно. Будем рассматривать среду волновода как магнитно-нейтральную, с $\mu_1 = \mu_0 = 1$. Представляя искомые поля в виде $\mathbf{E} = \mathbf{E}(r,\varphi)\exp(i\gamma z)$; $\mathbf{H} = \mathbf{H}(r,\varphi)\exp(i\gamma z)$, получим для *z*- компонент полей уравнения

$$\Delta_{r,\varphi} u_0 + \kappa_0^2 u_0 = 0;\ \Delta_{r,\varphi} u_1 + \kappa_1^2 u_1 = 0; \tag{1}$$

Здесь $\kappa_0^2 = k_0^2 - \gamma^2$; $\kappa_1^2 = k_1^2 - \gamma^2$.

Для завершения постановки спектральной задачи необходимо потребовать непрерывности касательных компонент $E_\varphi; E_z; H_\varphi; H_z$ полей на границе цилиндра $r = a$. Компоненты полей E_φ и H_φ пересчитываются через E_z, H_z по формулам

$$E_\varphi = -\frac{i}{\kappa_{0,1}^2}\left(\gamma \frac{1}{r}\frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - \omega \frac{\partial H_z}{\partial r}\right);\ H_\varphi = -\frac{i}{\kappa_{0,1}^2}\left(\gamma \frac{1}{r}\frac{\partial H_z}{\partial \varphi} + \omega \varepsilon_{0,1} \frac{\partial E_z}{\partial r}\right).$$

Представляя частные решения уравнений (1), ограниченные при $r = 0$ виде

$$E_z = AJ_n(\kappa_1 r)\exp(in\varphi); H_z = BJ_n(\kappa_1 r)\exp(in\varphi) \text{ для } r \langle a,$$

и в виде

$$E_z = CH_n^{|1|}(\kappa_0 r)\exp(in\varphi); H_z = DH_n^{|1|}(\kappa_0 r)\exp(in\varphi) \text{ для } r \rangle a,$$

получаем из условия непрерывности на границе раздела сред однородную систему четырех алгебраических уравнений относительно констант A, B, C, D :

$$\begin{aligned} AJ_n(\kappa_1 a) &+ B0 - CH_n^{(1)}(\kappa_0 a) + D0 = 0 \\ A0 &+ BJ_n(\kappa_1 a) + C0 - DH_n^{(1)}(\kappa_0 a) = 0, \end{aligned}$$

Материалы 14-й Международной научно-технической конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Том. XIV.
Астрахань, 5-7 октября 2021. ISBN 978-5-905278-48-8. DOI: 10.25210/armimp-2021

$$A\frac{\gamma in}{a}J_n(\kappa_1 a)-B\omega\kappa_1 J_n'(\kappa_1 a)-C\frac{\kappa_1^2}{\kappa_0^2}\frac{\gamma in}{a}H_n^{(1)}(\kappa_0 a)+D\frac{\kappa_1^2}{\kappa_0^2}\omega\dot{H}_n^{(1)}(\kappa_0 a) \quad = \quad 0\,, \tag{2}$$

$$A\omega\varepsilon_1\kappa_1 J_n'(\kappa_1 a)+B\frac{\gamma in}{a}J_n(\kappa_1 a)-C\frac{\kappa_1^2}{\kappa_0}\omega\varepsilon_0\dot{H}_n^{(1)}(\kappa_0 a)-D\frac{\kappa_1^2}{\kappa_0^2}\frac{\gamma in}{a}H_n^{(1)}(\kappa_0 a) \quad = \quad 0\,.$$

Определитель этой системы должен быть равен нулю, что приводит к дисперсионному уравнению вида

$$\left[\frac{\kappa_1}{\kappa_0}\varepsilon_0\frac{\dot{H}_n^{(1)}(\kappa_0 a)}{H_n^{(1)}(\kappa_0 a)}-\varepsilon_1\frac{J_n'(\kappa_1 a)}{J_n(\kappa_1 a)}\right]\left[\frac{\kappa_1}{\kappa_0}\frac{\dot{H}_n^{(1)}(\kappa_0 a)}{H_n^{(1)}(\kappa_0 a)}-\frac{J_n'(\kappa_1 a)}{J_n(\kappa_1 a)}\right]=\left[\frac{n\gamma}{a\omega\kappa_1}\left(1-\frac{\kappa_1^2}{\kappa_0^2}\right)\right]^2. \tag{3}$$

Уравнение (3) совпадает с таковым из [1], если учесть разницу в обозначениях. Кроме того, в [1] радикал $\kappa_0=\sqrt{k_0^2-\gamma^2}$ сразу полагается мнимой величиной, что обеспечивает экспоненциальное убывание частных решений вне цилиндра по радиальной координате. Здесь же удобнее применить это требование позже.

Умножая уравнение (3) на $\left[H_n^{(1)}(\kappa_0 a)J_n(\kappa_1 a)\right]^2$, преобразуем его к виду

$$\begin{gathered}\left[\frac{\kappa_1}{\kappa_0}\varepsilon_0 J_n(\kappa_1 a)\dot{H}_n^{(1)}(\kappa_0 a)-\varepsilon_1 H_n^{(1)}(\kappa_0 a)J_n'(\kappa_1 a)\right]\left[\frac{\kappa_1}{\kappa_0}J_n(\kappa_1 a)\dot{H}_n^{(1)}(\kappa_0 a)-H_n^{(1)}(\kappa_0 a)J_n'(\kappa_1 a)\right]= \\ =\left[\frac{n\gamma}{a\omega\kappa_1}H_n^{(1)}(\kappa_0 a)J_n(\kappa_1 a)\left(1-\frac{\kappa_1^2}{\kappa_0^2}\right)\right]^2.\end{gathered} \tag{4}$$

Уравнения такого типа обычно решаются приближенно численными методами, как, например, в [10]. Ниже предлагается иной приближенный асимптотический метод, впервые использованный автором при исследовании плоской задачи возбуждения диэлектрического цилиндра [11].

1. Приближенная факторизация дисперсионного уравнения

В известном справочнике [12] имеется следующее представление произведения цилиндрических функций :

$$H_\nu^{(1)}(z)J_\nu(\xi)=\frac{1}{i\pi}\int_0^{\gamma+i\infty}\exp\left(\frac{1}{2}\left[t-\frac{z^2+\xi^2}{t}\right]\right)I_\nu\left(\frac{z\xi}{t}\right)\frac{dt}{t};\ \gamma>0;\ \mathrm{Re}\nu>-1;\ |\xi|<|z|; \tag{5}$$

$$H_\nu^{(2)}(z)J_\nu(\xi)=\frac{1}{i\pi}\int_0^{\gamma-i\infty}\exp\left(\frac{1}{2}\left[t-\frac{z^2+\xi^2}{t}\right]\right)I_\nu\left(\frac{z\xi}{t}\right)\frac{dt}{t}\ \gamma>0;\ \mathrm{Re}\nu>-1;\ |\xi|<|z|. \tag{6}$$

Эти представления позволяют в высокочастотном случае получить асимптотические приближения слагаемых в уравнении (4), применив к интегралам (5), (6) метод перевала и используя некоторые соотношения между цилиндрическими функциями.

Замена переменной $t=(z-\xi)w$ приводит интегралы (5), (6) к виду

$$H_\nu^{(1)}(z)J_\nu(\xi)=\frac{1}{i\pi}\int_0^{\frac{\gamma}{z-\xi}+i\infty}\exp\left(\frac{z\xi}{z-\xi}\left[\frac{(z-\xi)^2}{2z\xi}\left(w-\frac{1}{w}\right)-\frac{1}{w}\right]\right)I_\nu\left(\frac{z\xi}{(z-\xi)w}\right)\frac{dw}{w}; \tag{7}$$

$$H_\nu^{(2)}(z)J_\nu(\xi)=\frac{1}{i\pi}\int_0^{\frac{\gamma}{z-\xi}-i\infty}\exp\left(\frac{z\xi}{z-\xi}\left[\frac{(z-\xi)^2}{2z\xi}\left(w-\frac{1}{w}\right)-\frac{1}{w}\right]\right)I_\nu\left(\frac{z\xi}{(z-\xi)w}\right)\frac{dw}{w}; \tag{8}$$

Поскольку нас интересует высокочастотный случай: $\kappa_1 a=z\rangle\rangle 1$; $\kappa_0 a=\xi\rangle\rangle 1$; и $z>\xi$, то $\frac{z\xi}{z-\xi}$ - большой параметр, что позволяет применить метод перевала для асимптотической оценки интегралов (7), (8), которые понадобятся позже для такой же оценки произведения $H_\nu^{(1)}(\xi)J_\nu(z)$ и его производных по z и ξ. При этом, фазовая функция имеет вид $F(w)=\frac{(z-\xi)^2}{2z\xi}\left(w-\frac{1}{w}\right)-\frac{1}{w}$, ее производная $F'(w)=\frac{(z-\xi)^2}{2z\xi}\left(1+\frac{1}{w^2}\right)+\frac{1}{w^2}$, определяет две стационарные точки $F'(w_{1,2})=0$: $w_1=\frac{i\sqrt{z^2+\xi^2}}{z-\xi}$; $w_2=-\frac{i\sqrt{z^2+\xi^2}}{z-\xi}$. Вторая производная фазовой функции $F''(w)=-\frac{z^2+\xi^2}{z\xi w^3}$. Ее значения в стационарных точках:

$$F''(w_1) = -\frac{i(z-\xi)^3}{z\xi\sqrt{z^2+\xi^2}}; \quad F''(w_2) = \frac{i(z-\xi)^3}{z\xi\sqrt{z^2+\xi^2}}.$$

Значения фазовой функции в стационарных точках

$$F(w_1) = \frac{i(z-\xi)\sqrt{z^2+\xi^2}}{z\xi}; \; F(w_2) = -\frac{i(z-\xi)\sqrt{z^2+\xi^2}}{z\xi}.$$

Амплитудная функция в стационарных точках

$$-\frac{(z-\xi)}{\pi\sqrt{z^2+\xi^2}} I_\nu\left(\frac{-iz\xi}{\sqrt{z^2+\xi^2}}\right); \; \frac{(z-\xi)}{\pi\sqrt{z^2+\xi^2}} I_\nu\left(\frac{iz\xi}{\sqrt{z^2+\xi^2}}\right).$$

Заметим, что в каждом из двух случаев можно по-разному выбирать направление интегрирования при прохождении деформированным контуром стационарных точек. Исходя из минимальных по модулю значений углов наклона касательных к этому контуру в $w_{1,2}$, обеспечивающих выполнение условий $Im\ F\ (w_{1,2}) = 0$; $Re\ F\ (w_{1,2}) = -1$, то есть углов $\gamma_1 = -\pi/4$; $\gamma_2 = \pi/4$, можно видеть, что контуры интегрирования – с самопересечением (рис. 1). То есть, вклад одной из стационарных точек можно не учитывать.

Тогда, метод перевала, примененный к интегралу (7) , учитывая вклад только в точке w_1 , приводит к оценке

$$H_\nu^{(1)}(z) J_\nu(\xi) \approx -J_\nu(\tau)\sqrt{\frac{2}{\pi\rho}} \exp\left[i(\rho - \frac{i\pi\nu}{2} - \frac{\pi}{4})\right],$$

где введены обозначения $\rho = \sqrt{z^2+\xi^2}$; $\tau = \dfrac{z\xi}{\sqrt{z^2+\xi^2}}$.

Второй сомножитель в этом равенстве является, очевидно, асимптотикой функции Ханкеля $H_\nu^{(1)}(\rho)$ первого рода. Следовательно, с точностью до $O\left(\dfrac{z\xi}{z-\xi}\right)$ справедливо асимптотическое приближение вида

$$H_\nu^{(1)}(z) J_\nu(\xi) \approx -H_\nu^{(1)}(\rho) J_\nu(\tau) \; . \tag{9}$$

Непосредственное применение приближения (9) к произведениям цилиндрических функций, входящих в уравнение (4) некорректно из-за ограничения $|\xi| < |z|$, поскольку в нашем случае в уравнение (4) входят произведения вида $H_n^{(1)}(\xi) J_n(z)$, и аналогичные, с производными этих функций. Поэтому, приходится переходить к другому представлению этих произведений через функции отрицательного индекса. При этом, будем временно полагать индексы цилиндрических функций не целыми числами:

$$J_\nu(z) H_\nu^{(1)}(\xi) = \frac{1}{2}[H_\nu^{(1)}(z) + H_\nu^{(2)}(z)] i \frac{\exp(-i\pi\nu) J_\nu(\xi) - J_{-\nu}(\xi)}{\sin\pi\nu} =$$

$$\frac{i\exp(-i\pi\nu)}{2\sin\pi\nu}[H_\nu^{(1)}(z) J_\nu(\xi) + H_\nu^{(2)}(z) J_\nu(\xi)] -$$

$$\frac{1}{2\sin\pi\nu}[\exp(-i\pi\nu) H_{-\nu}^{(1)}(z) J_{-\nu}(\xi) + \exp(i\pi\nu) H_{-\nu}^{(2)}(z) J_{-\nu}(\xi)]. \tag{10}$$

Произведения, с производными

$$J_\nu'(z) H_\nu^{(1)}(\xi), \quad J_\nu(z) \dot{H}_\nu^{(1)}(\xi)$$

выписываются через представление (10) очевидным образом.

Применяя к каждому из произведений цилиндрических функций, входящих в (10), а также к аналогичным произведениям, содержащим производные этих функций, асимптотическое приближение вида (9), получим

$$H_\nu^{(1)}(z) J_\nu'(\xi) \approx -\frac{i\xi}{\rho} H_\nu^{(1)}(\rho) J_\nu(\tau); \; H_\nu^{(2)}(z) J_\nu'(\xi) \approx -\frac{i\xi}{\rho} H_\nu^{(2)}(\rho) J_\nu(\tau);$$

$$H_{-\nu}^{(1)}(z) J_{-\nu}'(\xi) \approx -\frac{i\xi}{\rho} H_{-\nu}^{(1)}(\rho) J_{-\nu}(\tau); \; H_\nu^{(2)}(z) J_\nu'(\xi) \approx -\frac{i\xi}{\rho} H_\nu^{(2)}(\rho) J_\nu(\tau);$$

$$\dot{H}_{-\nu}^{(1)}(z) J_{-\nu}(\xi) \approx -\frac{iz}{\rho} H_{-\nu}^{(1)}(\rho) J_{-\nu}(\tau); \; \dot{H}_\nu^{(1)}(z) J_\nu(\xi) \approx -\frac{iz}{\rho} H_\nu^{(1)}(\rho) J_\nu(\tau);$$

$$\dot{H}_\nu^{(2)}(z) J_\nu(\xi) \approx -\frac{iz}{\rho} H_\nu^{(2)}(\rho) J_\nu(\tau); \; \dot{H}_{-\nu}^{(2)}(z) J_{-\nu}(\xi) \approx -\frac{iz}{\rho} H_{-\nu}^{(2)}(\rho) J_{-\nu}(\tau).$$

Материалы 14-й Международной научно-технической конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Том. XIV. Астрахань, 5-7 октября 2021. ISBN 978-5-905278-48-8. DOI: 10.25210/armimp-2021

Подставляя эти приближения в выражения вида (10) с производными, и сворачивая полученные выражения в обратном порядке по отношению к равенствам вида (10), получим

$$J_n(z)\dot{H}_n^{(1)}(\xi) = -\frac{i\xi}{\rho}J_n(\rho)H_n^{(1)}(\tau);\;\; J_n'(z)H_n^{(1)}(\xi) = -\frac{iz}{\rho}J_n(\rho)H_n^{(1)}(\tau); \tag{11}$$

Подставляя приближения (11) в дисперсионное уравнение (4), получим после упрощений факторизованное уравнение :

$$\left[J_n(\rho)H_n^{(1)}(\tau)\right]^2 \frac{n^2\gamma^2}{a^2\omega^2\kappa_1^2}\frac{\left(k_0^2-k_1^2\right)^2}{\left(k_0^2-\gamma^2\right)^2} = 0; \tag{12}$$

2. Приближенные решения факторизованного дисперсионного уравнения

Из (12) следуют два простейших уравнения

$$H_n^{(1)}(\tau) = 0\,, \tag{13}$$

$$J_n(\rho) = 0\,. \tag{14}$$

Учитывая асимптотические приближения цилиндрических функций через функцию Эйри $A(q)$ [13]

$$H_\nu^{(1)}(x) \approx \frac{2}{\pi}\exp\left(-i\pi/3\right)\left(\frac{6}{x}\right)^{1/3} A\left[(\nu-x)\left(\frac{6}{x}\right)^{1/3}\exp\left(-i\pi/3\right)\right], \tag{15}$$

$$J_\nu(x) \approx \frac{1}{\pi}\left(\frac{6}{x}\right)^{1/3} A\left[(x-\nu)\left(\frac{6}{x}\right)^{1/3}\right], \tag{16}$$

получим равенства

$$(n-\tau)\left(\frac{6}{\tau}\right)^{1/3}\exp\left(-i\pi/3\right) = q_k\,,$$

$$(\rho-n)\left(\frac{6}{\rho}\right)^{1/3} = q_k\,,$$

где q_k - корни функции Эйри,
которые сводятся к уравнениям третьей степени

$$\delta^3 + q_k\exp\left(i\pi/3\right)6^{-1/3}\delta - n = 0\,,\text{ где } \delta = \tau^{1/3}\,, \tag{17}$$

$$\sigma^3 - q_k 6^{-1/3}\sigma - n = 0\,,\text{ где } \sigma = \rho^{1/3}\,. \tag{18}$$

Первое из этих уравнений может быть приведено к уравнению с действительными коэффициентами заменой $e^{i\pi/3}\delta = \lambda$, после чего получаем

$$\lambda^3 - q_k 6^{-1/3}\lambda + n = 0 \tag{19}$$

В случае уравнения третьей степени вида $x^3 + px + q = 0$ три корня выписываются по формулам Кардано в виде

$$x_1 = \sqrt[3]{-\frac{q}{2}+\sqrt{\frac{p^3}{27}+\frac{q^2}{4}}} + \sqrt[3]{-\frac{q}{2}-\sqrt{\frac{p^3}{27}+\frac{q^2}{4}}}\,,$$

$$x_2 = \exp\left(i4\pi/3\right)\sqrt[3]{-\frac{q}{2}+\sqrt{\frac{p^3}{27}+\frac{q^2}{4}}} + \exp\left(i2\pi/3\right)\sqrt[3]{-\frac{q}{2}-\sqrt{\frac{p^3}{27}+\frac{q^2}{4}}}\,,$$

$$x_3 = \exp\left(i2\pi/3\right)\sqrt[3]{-\frac{q}{2}+\sqrt{\frac{p^3}{27}+\frac{q^2}{4}}} + \exp\left(i4\pi/3\right)\sqrt[3]{-\frac{q}{2}-\sqrt{\frac{p^3}{27}+\frac{q^2}{4}}}\,.$$

В нашем случае

$$p = -q_k 6^{-1/3}\,,\;\; q = n\,,$$

$$p = -q_k 6^{-1/3}\,,\;\; q = -n$$

Таким образом, имеем следующие выражения для корней кубических уравнений, оставляя выбор значений кубических корней из – 1 для дальнейшего согласования:

$$\tau_1^{1/3} = (-1)^{1/3}\exp\left(-i\pi/3\right)\sqrt[3]{\frac{n}{2}-\sqrt{-\frac{q_k^{\,3}}{27\bullet 6}+\frac{n^2}{4}}} + (-1)^{1/3}\exp\left(-i\pi/3\right)\sqrt[3]{\frac{n}{2}+\sqrt{-\frac{q_k^{\,3}}{27\bullet 6}+\frac{n^2}{4}}}$$

Астрахань, 5-7 октября 2021. ISBN 978-5-905278-48-8. DOI: 10.25210/armimp-2021

$$\tau_2^{1/3} = -(-1)^{1/3}\sqrt[3]{\frac{n}{2} - \sqrt{-\frac{q_k^{\,3}}{27\bullet 6} + \frac{n^2}{4}}} + \exp\left(i\pi/3\right)(-1)^{1/3}\sqrt[3]{\frac{n}{2} + \sqrt{-\frac{q_k^{\,3}}{27\bullet 6} + \frac{n^2}{4}}}$$

$$\tau_3^{1/3} = \exp\left(i\pi/3\right)(-1)^{1/3}\sqrt[3]{\frac{n}{2} - \sqrt{-\frac{q_k^{\,3}}{27\bullet 6} + \frac{n^2}{4}}} - (-1)^{1/3}\sqrt[3]{\frac{n}{2} + \sqrt{-\frac{q_k^{\,3}}{27\bullet 6} + \frac{n^2}{4}}}\ .$$

$$\rho_1^{1/3} = \sqrt[3]{\frac{n}{2} + \sqrt{-\frac{q_k^3}{27\bullet 6} + \frac{n^2}{4}}} + \sqrt[3]{\frac{n}{2} - \sqrt{-\frac{q_k^3}{27\bullet 6} + \frac{n^2}{4}}}\ ,$$

$$\rho_2^{1/3} = \exp\left(i4\pi/3\right)\sqrt[3]{\frac{n}{2} + \sqrt{-\frac{q_k^3}{27\bullet 6} + \frac{n^2}{4}}} + \exp\left(i2\pi/3\right)\sqrt[3]{\frac{n}{2} - \sqrt{-\frac{q_k^3}{27\bullet 6} + \frac{n^2}{4}}}\ ,$$

$$\rho_3^{1/3} = \exp\left(i2\pi/3\right)\sqrt[3]{\frac{n}{2} + \sqrt{-\frac{q_k^3}{27\bullet 6} + \frac{n^2}{4}}} + \exp\left(i4\pi/3\right)\sqrt[3]{\frac{n}{2} - \sqrt{-\frac{q_k^3}{27\bullet 6} + \frac{n^2}{4}}}\ .$$

При этом, легко видеть, что при соответствующем выборе значения $(-1)^{1/3}$, $\tau_1^{1/3} = \rho_1^{1/3}$; $\tau_2^{1/3} = \rho_3^{1/3}$; $\tau_3^{1/3} = \rho_2^{1/3}$.

Возводя эти выражения в куб, получим

$$\overset{(1)}{\tau}_{n,k} = n + \frac{q_k}{6^{1/3}}\sqrt[3]{\frac{n}{2} - \sqrt{-\frac{q_k^{\,3}}{27\bullet 6} + \frac{n^2}{4}}} + \frac{q_k}{6^{1/3}}\sqrt[3]{\frac{n}{2} + \sqrt{-\frac{q_k^{\,3}}{27\bullet 6} + \frac{n^2}{4}}}\ ;$$

$$\overset{(2)}{\tau}_{n,k} = n - \exp\left(i\pi/3\right)\frac{q_k}{6^{1/3}}\sqrt[3]{\frac{n}{2} - \sqrt{-\frac{q_k^{\,3}}{27\bullet 6} + \frac{n^2}{4}}} + \exp\left(i\pi/3\right)\frac{q_k}{6^{1/3}}\sqrt[3]{\frac{n}{2} + \sqrt{-\frac{q_k^{\,3}}{27\bullet 6} + \frac{n^2}{4}}}$$

$$\overset{(3)}{\tau}_{n,k} = n + \exp\left(i\pi/3\right)\frac{q_k}{6^{1/3}}\sqrt[3]{\frac{n}{2} - \sqrt{-\frac{q_k^{\,3}}{27\bullet 6} + \frac{n^2}{4}}} - \exp\left(i\pi/3\right)\frac{q_k}{6^{1/3}}\sqrt[3]{\frac{n}{2} + \sqrt{-\frac{q_k^{\,3}}{27\bullet 6} + \frac{n^2}{4}}}\ .$$

$$\overset{(1)}{\rho}_{n,k} = n + \frac{q_k}{6^{1/3}}\sqrt[3]{\frac{n}{2} - \sqrt{-\frac{q_k^{\,3}}{27\bullet 6} + \frac{n^2}{4}}} + \frac{q_k}{6^{1/3}}\sqrt[3]{\frac{n}{2} + \sqrt{-\frac{q_k^{\,3}}{27\bullet 6} + \frac{n^2}{4}}}\ ;$$

$$\overset{(2)}{\rho}_{n,k} = n + \exp\left(i2\pi/3\right)\frac{q_k}{6^{1/3}}\sqrt[3]{\frac{n}{2} - \sqrt{-\frac{q_k^{\,3}}{27\bullet 6} + \frac{n^2}{4}}} - \exp\left(i\pi/3\right)\frac{q_k}{6^{1/3}}\sqrt[3]{\frac{n}{2} + \sqrt{-\frac{q_k^{\,3}}{27\bullet 6} + \frac{n^2}{4}}}$$

3. Асимптотики постоянных распространения

В случае задачи на построение постоянных распространения γ $z = k_1 a$ и $\xi = k_0 a$ должны быть заменены на $z = a\sqrt{k_1^2 - \gamma^2}$; $\xi = a\sqrt{k_0^2 - \gamma^2}$, согласно уравнению $\Delta_{x,y}u + \left(k^2 - \gamma^2\right)u = 0$, когда нетривиальное решение ищется в виде $u(x,y)\exp(i\gamma z)$. Иначе говоря, вычисление значений γ сводится к решению уравнений

$$\rho_{n,k} = \sqrt{z^2 + \xi^2} = a\sqrt{k_1^2 + k_0^2 - 2\gamma^2}\ ;\ \tau_{n,k} = \frac{a\sqrt{k_1^2 - \gamma^2}\sqrt{k_0^2 - \gamma^2}}{\sqrt{k_1^2 + k_0^2 - 2\gamma^2}}\ .$$

При этом, в качестве левых частей этих равенств могут фигурировать только $\overset{(1)}{\rho}_{n,k}$ и $\overset{(1)}{\tau}_{n,k}$, как не содержащие комплексных множителей. Первое уравнение имеет решение

$$\overset{(1)}{\gamma}_{n,k} = \pm\sqrt{\frac{k_1^2 + k_0^2}{2} - \frac{\overset{(1)}{\rho}{}_{n,k}^2}{2a^2}}\ . \tag{20}$$

Второе уравнение приводится к биквадратному и имеет решения

$$\overset{(2)}{\gamma}_{n,k} = \pm\sqrt{\frac{\left(k_1^2 + k_0^2\right)}{2} - \frac{\overset{(1)}{\rho}{}_{n,k}^2}{a^2} \pm \sqrt{\frac{\left(k_1^2 - k_0^2\right)^2}{4} + \frac{\overset{(1)}{\rho}{}_{n,k}^4}{a^4}}}\ . \tag{21}$$

В этих выражениях следует брать $\overset{(1)}{\tau}_1 = \overset{(1)}{\rho}_1$ как единственные действительные корни, а в выражении для $\overset{(2)}{\gamma}_{n,k}$ - знак + перед внутренним радикалом, что сохраняет действительное значение этого

выражения. Выпишем прочие ограничения на подрадикальные выражения, обеспечивающие действительность постоянных распространения:

$n \geq \frac{\sqrt{2}}{9} q_k^{3/2}$, за исключением случая $n = 0$, обеспечивает неотрицательность подрадикального выражения в $\overset{(1)}{\rho}_{n,k}$.

Поскольку внешнее поле может распространяться вдоль структуры не затухая лишь как поверхностная волна, для которой $H_n^{(1)}\left(\sqrt{k_0^2 - \gamma_{n,k}^2}\, r\right) = K_n\left(\sqrt{\gamma_{n,k}^2 - k_0^2}\, r\right)$, это возможно лишь при $k_0^2 - \gamma_{n,k}^2 < 0$, что приводит к ограничению $\overset{(1)}{\rho}{}_{n,k}^2 < a^2\left(k_1^2 - k_0^2\right)$; совместно с $\overset{(1)}{\rho}{}_{n,k}^2 < a^2\left(k_1^2 + k_0^2\right)$, обеспечивающим неотрицательность подрадикального выражения в $\overset{(1)}{\gamma}_{n,k}$. То есть, к общему ограничению

$$\overset{(1)}{\rho}{}_{n,k}^2 < a^2\left(k_1^2 - k_0^2\right). \tag{22}$$

Обсуждение результатов

Известно, что функция Бесселя $J_n(\rho)$ имеет на действительной числовой оси счетное дискретное множество неотрицательных корней $\sigma_{n,k}$, что позволяет использовать в выражении (20) для постоянных распространения $\overset{(1)}{\gamma}_{n,k}$ эти корни, вместо их асимптотических приближений $\overset{(1)}{\rho}_{n,k}$. Тогда неравенство (22) превращается в

$$\sigma_{n,k} < a^2\left(k_1^2 - k_0^2\right), \tag{23}$$

откуда следует выражение для так называемых частот отсечки (то есть тех значений частоты, при превышении которой появляются новые собственные волны, распространяющиеся вдоль структуры бкз затухания):

$$\omega_{n,k} = \frac{\sqrt{\sigma_{n,k}}}{a\sqrt{\left(\varepsilon_1 - \varepsilon_0\right)\mu_0}}, \tag{24}$$

где под ω подразумевается круговая частота $\omega = 2\pi / T$. С учетом этого обстоятельства, заметим, что выражение (24) в точности совпадает с аналогичным из монографии [1].

Что касается уравнения (13), то оно не имеет, как известно, действительных корней τ, что означает, строго говоря, отсутствие собственных волн распространяющихся вдоль волновода без затухания. Вместе с тем, асимптотическое приближение (15) функции Ханкеля приводит к алгебраическому уравнению (19), очевидно имеющему один действительный корень, поскольку кубический многочлен, как легко проверить, является монотонной функцией, стремящейся при $\lambda \to \pm\infty$ к бесконечностям разных знаков. Вместе с этим действительным корнем возникает и действительное значение τ - корня приближенного уравнения (17), а вместе с ним и действительнозначное выражение (21) для постоянных распространения $\overset{(2)}{\gamma}_{n,k}$.

Выводы

Изложенный выше подход к явному построению асимптотических приближений постоянных распространения круглого диэлектрического волновода позволяет выписать их вид в целом диапазоне частот. Совпадение выражения (24) с аналогичным выражением из монографии [1] свидетельствует о корректности результата. При этом, в [1] получение явных выражения для постоянных распространения не представляется возможным, так как изложенный там подход позволяет свести дисперсионное уравнение (3) к простейшему, вида $J_n(\kappa a) = 0$, лишь при малых значениях параметра $\kappa a = \sqrt{k_1^2 - \gamma^2}\, a$, то есть при значении частоты близком к частоте отсечки.

Список литературы

1. Д. Маркузе Оптические волноводы,- М.: «Мир», 1974
2. Х.Г. Унгер Планарные и волоконные оптические волноводы, - М.: «Мир», 1980
3. М. Адамс Введение в теорию оптических волноводов, - М.: Мир, 1984
4. А. Снайдер, Дж. Лав Теория оптических волноводов, - М.: «Радио и Связь», 1987
5. Бурданова М.Г., Горелик В.С. // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана, Сер. Естественные науки, 2015, № 6, с. 46
6. Горелик В.С., Бурданова М.Г.// Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана, Сер. Естественные науки 2015, № 5, с. 3
7. Никитюк Н.М., Романов Ю.И. // Физика элементарных частиц и атомного Ядра 2000, т.31, вып. 1, с. 205

8. Голубенко И.В., Васильев А.Е. // Известия Вузов, сер. Приборостроение, 2006, т. 49, №5, с. 43
9. Голубенко И.В., Васильев А.Е. // Известия РАН, сер. Физическая, 2007, т.71, №2, с. 175
10. Nan Wang, IEEE TRANS. AP., 1985, vol. AP-33, No 9, p. 960.
11. Апельцин В.Ф. // Физические основы приборостроения, 2018, т. 7, №2, с.38
12. И.С. Градштейн , И.М. Рыжик Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Ф.М.- Лит., 2011
13. Х . Хенл , А. Мауэ , К. Вестпфаль Теория дифракции. М.: «Мир», 1964

HIGH-FREQUENCY ASYMPTOTIC APPROXIMATION FOR PROPAGATION CONSTANTS OF CIRCULAR HOMOGENEOUS DIELECTRIC WAVEGUIDE

Apeltsin V.P.

N.E. Bauman MGTU
vapeltsin@hotmail.com

Propagation constants of circular homogeneous dielectric waveguide (light guide) are derived evidently within the confines of asymptotic high-frequency approximation of the roots of dispersion equation. The latter, being a combination of cylindrical functions and their derivatives, is factorized approximately into a pair of simplest dispersion equations containing single cylindrical functions of new argument.
Keywords: dielectric waveguide, dispersion equation, asymptotic, high-frequency approximation, propagation constants

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ОКРЕСТНОСТИ РЕБРА ИМПЕДАНСНОГО ЦИЛИНДРА С ДВУУГОЛЬНИКОМ В СЕЧЕНИИ

студент, Шушарин М.М., к. ф.-м. н., доцент Могилевский И.Е.

МГУ им. М.В. Ломоносова
nirashush1999@gmail.com, imogilevsky@mail.ru

В работе исследуется поведение электромагнитного поля вблизи ребра импедансного цилиндра с двуугольником в сечении. Получено асимптотическое представление поля в окрестности ребра в виде суммы сингулярной части и гладкой добавки, для которой дана оценка в норме функционального пространства, впервые предложенного В.А.Кондратьевым.
Ключевые слова: задача дифракции, Кондратьев, поведение вблизи ребра, импедансный цилиндр, условия Щукина-Леонтовича

Введение

В работе исследуется поведение электромагнитного поля в окрестности ребра импедансного цилиндра. Такая задача возникает при математическом моделировании безэховых камер.

Экспериментальное исследование отражения электромагнитных волн от различных объектов часто бывает неудобно проводить на открытых полигонах, поэтому эксперименты проводят в закрытых помещениях, называемых безэховыми камерами, в которых различными способами имитируются условия открытого пространства. Безэховые камеры — экранированные помещения, которые создаются так, чтобы волны в них, при отражении от стен, затухали как можно сильнее. Однако помехи при измерениях могут также создаваться и оборудованием, необходимым для проведения эксперимента. В частности, подставка — пилон, на которой располагают исследуемый объект, имеет

специфическую (оживальную) форму, подобранную для уменьшения отражения электромагнитных волн обратно к излучателю из соображений геометрической оптики. Она представляет собой наклонный цилиндр с двуугольником (фигура, образованная пересечением двух кругов) в сечении, слабо сужающийся сверху. При этом хорошо известно, что наличие ребра на границе области может привести к возникновению особенности у электромагнитного поля в его окрестности [1,2]. Наличие сингулярности у решения приводит к снижению скорости сходимости численных методов в окрестности ребра, однако, если найти сингулярную часть поля теоретически, то скорость сходимости можно повысить, так как задача численного счёта сведётся к аппроксимации гладкой части решения. Для увеличения точности измерений, производимых в безэховой камере, требуется учесть вклад, вносимый в электромагнитное поле подставкой. Поэтому исследование поля в окрестности ребра пилона является важной и востребованной задачей.

Постановка задачи

Предположим, что подставка представляет собой бесконечный импедансный цилиндр с двуугольником в сечении, на который под углом падает плоская электромагнитная гармоническая волна произвольной поляризации. При таких условиях задача может быть сведена к двумерной.

В данной работе проводится теоретическое исследование особенности электромагнитного поля в окрестности ребра цилиндра. При этом используется метод построения асимптотического представления решения в окрестности особой точки границы, впервые представленный в работах В.А. Кондратьева [3].

Перейдём к описанию математической постановки задачи. Рассматриваются установившиеся колебания. Полагая, что поле зависит от времени и координаты, направленной вдоль оси цилиндра, периодически, можно получить двумерное уравнение Гельмгольца для напряженностей электрического и магнитного полей. Дифрагированное поле на бесконечности удовлетворяет условиям излучения Зоммерфельда. На границе цилиндра полное поле удовлетворяет граничным условиям Щукина-Леонтовича. В случае импедансных граничных условий при произвольном угле падения вертикальная и горизонтальная поляризации не разделяются. В случае падения волны под прямым углом к оси цилиндра можно прийти к граничным условиям третьего рода для обеих поляризаций.

Особенности применения метода в случае импедансных граничных условий

Для исследования особенности электромагнитного поля в окрестности ребра вводится семейство нормированных функциональных пространств, впервые предложенное в работах В.А.Кондратьева [3], через нормы которых удобно проводить оценки вблизи особой точки границы. Из условия Мейкснера можно получить начальную оценку для решения через принадлежность к одному из этих пространств. Метод, созданный В.А.Кондратьевым, разработан для особых точек, в окрестности которых границу можно представить в виде конуса (в нашем случае конус двумерный). Для применения этого метода сперва проведём дробно-линейное преобразование координат, которое переведёт двуугольник в бесконечный сектор. Будем решать задачу для вертикальных компонент напряжённостей. Также выразим в граничных условиях все компоненты поля через вертикальные.

Применение метода, используемого в работе, помимо наличия кривизны у боковых поверхностей, осложнено и неудобными для этого метода импедансными граничными условиями. Даже в наиболее простом случае падения под прямым углом, когда задача сводится к двум краевым задачам для условий третьего рода для каждой поляризации, возникают сложности, связанные с невозможностью разделить радиальную и угловую переменные. Однако, эту сложность можно устранить, если представить граничные условия в виде неоднородных граничных условий Неймана с неизвестной правой частью. Тогда, представляя решение в виде суммы новой искомой функции и функции, удовлетворяющей граничным условиям, можно получить задачу с однородными граничными условиями Неймана и неоднородным уравнением Гельмгольца. Для функции, удовлетворяющей граничным условиям, для дальнейших рассуждений можно получить оценку через принадлежность к соответствующему функциональному пространству. Перенесём в правую часть уравнения Гельмгольца все слагаемые, кроме главной части уравнения. Получаем неоднородное уравнение Пуассона с неизвестной правой частью, для которой делается соответствующая оценка.

Выделение особенности решения

Производится замена переменных, переводящая бесконечный сектор в бесконечную полосу, вдоль которой проводится преобразование Фурье. Задача для Фурье Образа решения допускает решение в виде ряда по косинусам. Проводя соответствующие оценки, можно показать, что Фурье-образ решения является мероморфной функцией в полосе. Поэтому при обратном преобразовании Фурье можно переходить от интегрирования по нижней границе полосы к интегрированию по верхней, а вычеты между прямыми лягут в основу асимптотического представления решения. Интеграл по верхней границе полосы является более гладкой функцией, чем решение.

Таким образом, получено представление электромагнитного поля в окрестности ребра двуугольника в виде суммы сингулярной части и гладкой добавки, для которой получена оценка в соответствующей норме. Главная особенность поля стремится к нулю на границе как степенная функция с показателем, пропорциональным углу двуугольника. При острых углах показатель меньше единицы, значит уже первая производная вертикальной компоненты поля стремится к бесконечности, а именно через первые производные, согласно уравнениям Максвелла, выражаются остальные компоненты поля.

Выводы

Рассмотрена задача дифракции плоской волны на импедансном цилиндре. Вблизи ребра цилиндра поле представлено в виде суммы сингулярной части и гладкой добавки, для которой получена оценка в соответствующей норме.
Полученное представление может быть использовано для повышения скорости сходимости численных методов.

Список литературы

1. А.Г. Свешников, И.Е. Могилевский, Избранные математические задачи теории дифракции, Физический Факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 2012.
2. И.Е. Могилевский, Вариационно-разностные методы в задачах моделирования волноведущих систем, Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук, 2001.
3. В.А. Кондратьев, Краевые задачи для эллиптических уравнений в областях с коническими или угловыми точками, Труды Московского Математического Общества, т.16, 1967, с. 227-313.
4. А. Г. Свешников, А. Н. Боголюбов, В. В. Кравцов, Лекции по математической физике, Физический Факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 1993

STUDY OF THE ELECTROMAGNETIC FIELD'S SINGULARITY IN THE VICINITY OF THE EDGE OF AN IMPEDANCE CYLINDER WITH A BIANGLE IN CROSS-SECTION

student, Shusharin M.M., candidate of physical and mathematical sciences, Mogilevsky I.E.

Lomonosov Moscow State University
nirashush1999@gmail.com, imogilevsky@mail.ru

This report deals with behavior of electromagnetic field in the vicinity of the edge of an impedance cylinder with a biangle in cross-section. Obtained the asymptotic representation of the field in the form of a sum of singular part and smooth additive, which is evaluated through norm of functional space, first introduced by V.A.Kondratiev.
Keywords: diffraction problem, Kondratiev, behavior near an edge, impedance cylinder, Leontovich boundary conditions.

МЕТОДЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ И СВОЙСТВА ДВУМЕРНО-ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ИМПЕДАНСНОЙ СТРУКТУРЫ

профессор, Быков А.А.

МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, кафедра математики
abykovmsu@gmail.com

Сформулирована и обоснована математическая модель двумерно–периодической волноведущей структуры с импедансной границей. Для решения используем поверхностный вариант метода Галеркина, приближенное решение точно удовлетворяет уравнениям Маквелла и в среднем – граничным условиям Щукина–Леонтовича. Построено разложение решения в степенной ряд по

малому параметру. Найдены уравнения для дисперсионной поверхности в пространстве вектора Флоке. В численном эксперименте найдены лакуны.
Ключевые слова: импеданс, волновод

1. Постановка задачи

Рассмотрим гармоническое электромагнитное поле вида

$$E(x,y,z,t)=\vec{\mathrm{E}}(x,y,z)e^{-i\omega t},\ \ H(x,y,z,t)=\vec{\mathrm{H}}(x,y,z)e^{-i\omega t},$$

в прямоугольной области $\Pi=\{(x,y,z):(x,y)\in D\times z\in(0,d)\}$. Здесь D есть связная область на плоскости (x,y) с кусочно--гладкой границей ∂D. На поверхности $S=\{(x,y,z):(x,y)\in\partial D\times z\in(0,d)\}$ и на поверхности $\{(x,y)\in\partial D\times z=0)\}$ поставим условия равенства нулю тангенциальной компоненты электрического поля

$$\mathrm{E}_z\big|_{(x,y)\in\partial D}=0,\ \mathrm{E}_x\big|_{y=0}=0,\ \mathrm{E}_y\big|_{y=0}=0.$$

На поверхности $\{(x,y)\in\partial D\times z=d)\}$ – условия Щукина–Леонтовича (Щ–Л) $\vec{\mathrm{E}}_t=Z[\vec{\mathrm{H}}\vec{n}]$, где Z есть поверхностный импеданс (например, $Z=(1+i)\sqrt{\mu\omega/8\pi\sigma}$), $\vec{n}$ вектор внешней нормали к поверхности $z=d$. Излагаемый далее поверхностный метод Галеркина позволяет рассматривать также анизотропную проводимость среды, поэтому предполагаем, что Z есть тензор и запишем условия Щ–Л в виде $\mathrm{E}_x(x,y,d)=\tilde{Z}_1(x,y)\mathrm{H}_y(x,y,d),\ \ \mathrm{E}_y(x,y,d)=-\tilde{Z}_2(x,y)\mathrm{H}_x(x,y,d),$ Найдем все (или некоторые) значения ω, при которых существует нетривиальное решение уравнений Максвелла

$$rot\,H=\varepsilon\frac{\partial E}{\partial t},\ \ rot\,E=-\mu\frac{\partial H}{\partial t}$$

с указанными граничными условиями, зависящие от времени по гармоническому закону. Из условий Щ–Л следует, что решение существует при счетном числе значений ω, причем эти значения имеют положительную мнимую часть, что соответствует наличию затухания, вызванного потерями энергии в среде с конечной проводимостью.

2. Координатные функции $\vec{\mathrm{E}}(x,y,z)=\vec{E}(x,y)e^{i\gamma z}$.

Построим систему координатных функций для поверхностного варианта метода Галеркина. Рассмотрим поля вида $\vec{\mathrm{H}}(x,y,z)=\vec{H}(x,y)e^{i\gamma z}$. Для полей получим уравнения $\gamma^2+\chi^2=\kappa^2$,

$$H_x=\frac{i\omega\varepsilon}{\chi^2}\frac{\partial E_z}{\partial y}+\frac{i\gamma}{\chi^2}\frac{\partial H_z}{\partial x},\ \ H_y=-\frac{i\omega\varepsilon}{\chi^2}\frac{\partial E_z}{\partial x}+\frac{i\gamma}{\chi^2}\frac{\partial H_z}{\partial y},$$

$$E_x=\frac{i\gamma}{\chi^2}\frac{\partial E_z}{\partial x}-\frac{i\omega\mu}{\chi^2}\frac{\partial H_z}{\partial y},\ \ E_y=\frac{i\gamma}{\chi^2}\frac{\partial E_z}{\partial y}+\frac{i\omega\mu}{\chi^2}\frac{\partial H_z}{\partial x},\ \ \vec{E}_\perp=(E_x,E_y),$$

$$\vec{E}_\perp=\frac{i\gamma}{\chi^2}\nabla_\perp E_z-\frac{i\omega\mu}{\chi^2}rot_\perp\vec{H}_z,\ \vec{H}_\perp=\frac{i\omega\varepsilon}{\chi^2}rot_\perp\vec{E}_z+\frac{i\gamma}{\chi^2}\nabla_\perp H_z,$$

где $\kappa=\omega\sqrt{\varepsilon\mu}=2\pi/\lambda$. Так как $\vec{E}_\perp\big|_{z=0}=0,\ \ \vec{H}_z\big|_{z=0}=0,$ то $\vec{E}_z\sim\cos\gamma z,\ \ \vec{H}_z\sim\sin\gamma z$. Из граничных условий следует $\nabla_\perp^2\vec{E}+\chi^2\vec{E}=0,\ \ \nabla_\perp^2\vec{H}+\chi^2\vec{H}=0.$ Граничные условия на идеально проводящих частях волновода и условия симметрии приводят к следующим выражениям координатных функций: электрические $\nabla_\perp^2\varphi+\mu^2\varphi=0,\ \ \varphi\big|_\Gamma=0,$ и магнитные $\nabla_\perp^2\psi+\nu^2\psi=0$, $\left.\frac{\partial\psi}{\partial\vec{n}}\right|_\Gamma=0$. Далее для определенности рассматриваем область D в виде прямоугольника: $D=\{(x,y):x\in(0,a)\times y\in(0,b)\}$, и тогда $\varphi_k(x,y)=\sqrt{2/a}\sin(\alpha_{m'.x}x)\sqrt{2/b}\sin(\alpha_{n'.y}y),\ \ k=(m',n')$, $\alpha_{m'.x}=\pi m'/a,\ \ \alpha_{n'.y}=\pi n'/b,$ Поперечное волновое число выражается так:

$$\alpha_k(x,y)=\sqrt{\alpha_{m'.x}^2+\alpha_{n'.y}^2},\ \ \psi_j(x,y)=\sqrt{2/a}\cos(\beta_{m''.x}x)\sqrt{2/b}\cos(\beta_{n''.y}y),\ \ j=(m'',n''),$$

$$\beta_{m''.x}=\pi m''/a,\ \ \beta_{n''.y}=\pi n''/b,\ \ \beta_j(x,y)=\sqrt{\beta_{m''.x}^2+\beta_{n''.y}^2}\ .$$

3. Координатная система, порожденная E_z полем

$$\vec{\mathrm{E}}_e(x,y,z)=\left(-\gamma\sin\gamma z\frac{1}{\chi^2}\frac{\partial\varphi}{\partial x},-\gamma\sin\gamma z\frac{1}{\chi^2}\frac{\partial\varphi}{\partial y},\varphi(x,y)\cos\gamma z\right),$$

$$\vec{\mathrm{H}}_e(x,y,z)=\left(\frac{i\omega\varepsilon}{\chi^2}\frac{\partial\varphi}{\partial y}\cos\gamma z,\ \frac{-i\omega\varepsilon}{\chi^2}\frac{\partial\varphi}{\partial x}\cos\gamma z,\ 0\right).$$

4. Координатная система, порожденная H_z полем

$$\vec{\mathrm{H}}_h(x,y,z)=\left(\frac{\gamma}{\chi^2}\frac{\partial\psi}{\partial x}\cos\gamma z,\ \frac{\gamma}{\chi^2}\frac{\partial\psi}{\partial y}\cos\gamma z,\ \psi(x,y)\sin\gamma z\right),$$

$$\vec{\mathrm{E}}_h(x,y,z)=\left(\frac{-i\omega\mu}{\chi^2}\frac{\partial\psi}{\partial y}\sin\gamma z,\ \frac{i\omega\mu}{\chi^2}\frac{\partial\psi}{\partial x}\sin\gamma z,\ 0\right).$$

Выделим распространяющиеся и затухающие моды вдоль оси z в Π:

$$\mathrm{E}_z=\sum_{k\in\bar{M}}\varphi_k(x,y)\cos\tilde{p}_k zA_k+\sum_{k\in\bar{M}}\varphi_k(x,y)\cosh\tilde{\tilde{p}}_k zA_k,$$

$$\mathrm{H}_z=\sum_{j\in\bar{N}}\psi_j(x,y)\sin\tilde{q}_j zB_j+\sum_{j\in\bar{N}}\psi_j(x,y)\sinh\tilde{\tilde{q}}_j zB_j,$$

Зависимость от z определяется числами $\tilde{p}_{m',n'}=\sqrt{\kappa^2-\alpha^2_{m',n'}}$, $\tilde{q}_{m'',n''}=\sqrt{\kappa^2-\beta^2_{m'',n''}}$. Продольные функции $\eta_k(p_kz)=\cos\tilde{p}_kz$ или $\cosh\tilde{\tilde{p}}_kz$, $\zeta_j(q_jz)=\sin\tilde{q}_jz$ или $\sinh\tilde{\tilde{q}}_jz$.

5. Метод Галеркина.

Искомое поле найдем в виде линейной комбинации функций КС:

$$\mathrm{E}_z=\sum_k\varphi_k(x,y)\eta_k(p_kz)A_k,\quad \mathrm{H}_z=\sum_j\psi_j(x,y)\zeta_j(q_jz)B_j,$$

$$\mathrm{E}_x=\sum_k\frac{-1}{\alpha^2_{e.k}}\frac{\partial\varphi_k}{\partial x}p_k\eta_k'(p_kz)A_k+\sum_j\frac{-i\omega\mu}{\alpha^2_{h.j}}\frac{\partial\psi_j}{\partial y}\zeta_j(q_jz)B_j,$$

$$\mathrm{E}_y=\sum_k\frac{-1}{\alpha^2_{e.k}}\frac{\partial\varphi_k}{\partial y}p_k\eta_k'(p_kz)A_k+\sum_j\frac{i\omega\mu}{\alpha^2_{h.j}}\frac{\partial\psi_j}{\partial x}\zeta_j(q_jz)B_j,$$

$$\mathrm{H}_x=\sum_k\frac{i\omega\varepsilon}{\alpha^2_{e.k}}\frac{\partial\varphi_k}{\partial y}\eta_k(p_kz)A_k+\sum_j\frac{q_j}{\alpha^2_{h.j}}\frac{\partial\psi_j}{\partial x}\zeta_j'(q_jz)B_j,$$

$$\mathrm{H}_y=\sum_k\frac{-i\omega\varepsilon}{\alpha^2_{e.k}}\frac{\partial\varphi_k}{\partial x}\eta_k(p_kz)A_k+\sum_j\frac{q_j}{\alpha^2_{h.j}}\frac{\partial\psi_j}{\partial y}\zeta_j'(q_jz)B_j,$$

В векторно-матричной форме $E_z=\Phi_e^T(x,y)\otimes\Upsilon_E^T(Pz)\vec{A},\ H_z=\Phi_h^T(x,y)\otimes\Upsilon_H^T(Qz)\vec{B},$
где $\otimes$ означает поэлементное перемножение без суммировани. Для компонент векторов электрического и магнитного полей найдем

$$\mathrm{E}_x=-\frac{\partial\Phi_e^T}{\partial x}\otimes\tilde{\Upsilon}_e^T(Pz)P\Xi_e^{-2}\vec{A}-i\omega\mu\frac{\partial\Psi^T}{\partial y}\otimes\Upsilon_h^T(Qz)\Xi_h^{-2}\vec{B},\ \mathrm{E}_y=-\frac{\partial\Phi_e^T}{\partial y}\otimes\tilde{\Upsilon}_e^T(Pz)P\Xi_e^{-2}\vec{A}+$$

$$+i\omega\mu\frac{\partial\Phi_h^T}{\partial x}\otimes\Upsilon_h^T(Qz)\Xi_h^{-2}\vec{B},\ \mathrm{H}_x=i\omega\varepsilon\frac{\partial\Phi_e^T}{\partial y}\otimes\Upsilon_e^T(Pz)\Xi_e^{-2}\vec{A}+\frac{\partial\Phi_h^T}{\partial x}\otimes\tilde{\Upsilon}_h^T(Qz)Q\Xi_e^{-2}\vec{B},$$

$$\mathrm{H}_y=-i\omega\varepsilon\frac{\partial\Phi_e^T}{\partial x}\otimes\Upsilon_e^T(Pz)\Xi_e^{-2}\vec{A}+\frac{\partial\Phi_h^T}{\partial y}\otimes\tilde{\Upsilon}_h^T(Qz)Q\Xi_e^{-2}\vec{B}.$$

6. Проекционные уравнения.

Запишем формулы Галеркина для граничных условий на импедансной поверхности:

$$-\left\langle\Psi_e\,|\,\frac{\partial\Phi_e^T}{\partial x}\otimes\tilde{\Upsilon}_e^T(Pd)\right\rangle P\Xi_e^{-2}\vec{A}-i\omega\mu\left\langle\Phi_e\,|\,\frac{\partial\Phi_h^T}{\partial y}\otimes\Upsilon_h^T(Qd)\right\rangle\Xi_h^{-2}\vec{B}=$$

$$=-i\omega\varepsilon\left\langle\Psi_e\,|\,\tilde{Z}_1\,|\,\frac{\partial\Phi_e^T}{\partial x}\otimes\Upsilon_e^T(Pd)\right\rangle\Xi_e^{-2}\vec{A}+\left\langle\Psi_e\,|\,\tilde{Z}_1\,|\,\frac{\partial\Phi_h^T}{\partial y}\otimes\tilde{\Upsilon}_h^T(Qd)\right\rangle Q\Xi_h^{-2}\vec{B},$$

$$-\left\langle\Psi_h\,|\,\frac{\partial\Phi_e^T}{\partial y}\otimes\tilde{\Upsilon}_e^T(Pz)\right\rangle P\Xi_e^{-2}\vec{A}-i\omega\mu\left\langle\Psi_h\,|\,\frac{\partial\Phi_h^T}{\partial x}\otimes\Upsilon_h^T(Qz)\right\rangle\Xi_h^{-2}\vec{B}=$$

$$=i\omega\varepsilon\left\langle\Psi_h\,|\,Z_2\,|\,\frac{\partial\Phi_e^T}{\partial y}\otimes\Upsilon_e^T(Pz)\right\rangle\Xi_e^{-2}\vec{A}+\left\langle\Psi_h\,|\,Z_2\,|\,\frac{\partial\Phi_h^T}{\partial x}\otimes\tilde{\Upsilon}_h^T(Qz)\right\rangle Q\Xi_h^{-2}\vec{B},$$

7. Маломодовое приближение.

В общем виде решать эту систему следует численно, но мы здесь рассмотрим только случай малого импеданса: $\tilde{Z}_{1;2} = \theta Z_{1;2}$. Тогда $\omega = \omega_0 + \theta\omega_1 + \ldots$, характеристическое уравнение дает алгебраическую систему

$$\left(G_{11.0} + \theta G_{11.1} + \theta\omega_1 S_{11.1}\right)\left(A_0 + \theta A_1 + \ldots\right) + \left(G_{12.0} + \theta G_{12.1} + \theta\omega_1 S_{12.1}\right)\left(B_0 + \theta B_1 + \ldots\right) = 0,$$
$$\left(G_{21.0} + \theta G_{21.1} + \theta\omega_1 S_{21.1}\right)\left(A_0 + \theta A_1 + \ldots\right) + \left(G_{22.0} + \theta G_{22.1} + \theta\omega_1 S_{22.1}\right)\left(B_0 + \theta B_1 + \ldots\right) = 0 .$$

В нулевом приближении $G_{110}A_0 + G_{120}B_0 = 0, \ldots$ В первом приближении $G_{110}A_1 + G_{111}A_0 + S_{111}\omega_1 A_0 + \ldots = 0,\ (G_{111}A_0 + \ldots) + (S_{111}A_0 + \ldots)\omega_1 = 0,$

Пусть координатная система

$$\Phi_e = \sqrt{2/a}\sin(\alpha_x x)\sqrt{2/b}\sin(\alpha_y y),\ \ \alpha_x = \pi m'/a,\ \ \alpha_y = \pi n'/b,\ \ \alpha = \sqrt{\alpha_x^2 + \alpha_y^2},\ \ p = \sqrt{\kappa^2 - \alpha^2}\ ,$$
$$\Phi_h = \sqrt{2/a}\cos(\beta_x x)\sqrt{2/b}\cos(\beta_y y),\ \ \beta_x = \pi m''/a,\ \ \beta_y = \pi n''/b,\ \ \beta = \sqrt{\beta_x^2 + \beta_y},\ \ q = \sqrt{\kappa^2 - \beta^2}\ .$$

Тогда проекционная система

$$\Psi_e = \sqrt{2/a}\cos(\alpha_x x)\sqrt{2/b}\sin(\alpha_y y)\ ,\ \Psi_h = \sqrt{2/a}\sin(\beta_x x)\sqrt{2/b}\cos(\beta_y y)\ .$$

Запишем только первое уравнение:

$$-\alpha_x < \sqrt{2/a}\cos(\alpha_x x)\sqrt{2/b}\sin(\alpha_y y) \,|\, \sqrt{2/a}\cos(\alpha_x x)\sqrt{2/b}\sin(\alpha_y y) > p\sin(pd)\alpha^{-2}A -$$
$$(-i\omega\mu)(-\beta_y) < \sqrt{2/a}\cos(\alpha_x x)\sqrt{2/b}\sin(\alpha_y y) \,|\, \sqrt{2/a}\cos(\beta_x x)\sqrt{2/b}\sin(\beta_y y) > q\sin(qd)\beta^{-2}B =$$
$$= -i\omega\varepsilon < \sqrt{2/a}\cos(\alpha_x x)\sqrt{2/b}\sin(\alpha_y y) \,|\, \tilde{Z}_1 \,|\, \alpha_x\sqrt{2/a}\cos(\alpha_x x)\sqrt{2/b}\sin(\alpha_y y) > \cos pd\,\beta^{-2}A$$
$$+ < \sqrt{2/a}\cos(\alpha_x x)\sqrt{2/b}\sin(\alpha_y y) \,|\, \tilde{Z}_1 \,|\, \beta_y\sqrt{2/a}\cos(\beta_x x)\sqrt{2/b}\sin(\beta_y y) > q\cos qd\,\beta^{-2}B\,.$$

Если $\tilde{Z}_1 = 0$, то $\alpha_x p\sin(pd)\chi^{-2}A - i\omega\mu\beta_y\beta_y q\sin(qd)\nu^{-2}B = 0$, собственные осцилляции найдем из уравнений $\sin pd = 0$, $B = 0$, или $\sin qd = 0$, $A = 0$. Далее найдем частоту осцилляции и декремент потерь из характеристического уравнения.

Выводы

Мы вывели дисперсионные уравнения для волновода с двумерно неоднородной импедансной поверхностью на основе поверхностного варианта метода Галеркина. Мы нашли декремент затухания заданной моды в приближении малого импеданса методом разложения в ряд по степеням малого параметра. Результаты могут найти применение в теории и практическом расчете волноведущих систем с поглащающими стенками.

Список литературы

1. Свешников А.Г. К обоснованию метода расчета распространения электромагнитных колебаний в нерегулярных волноводах. // Ж. вычисл. матем. и матем. физ.,1963. Т.3. N2. С.314-326.
2. А. А. Быков. Метод прогонки для решения жёстких краевых задач для систем линейных разностных уравнений. // Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1989, Т.29. №3. С.355-370.

MODELING METHODS AND PROPERTIES OF A TWO-DIMENSIONAL PERIODIC IMPEDANCE STRUCTURE

professor A.A. Bykov

Lomonosov Moscow State University
abkov@yandex.ru

A mathematical model of a two–dimensional periodic waveguide structure with an impedance boundary is formulated and substantiated. For the solution, we use a surface version of the Galerkin method, the approximate solution exactly satisfies the Mcwell equations and, on average, the Shchukin–Leontovich boundary conditions. The decomposition of the solution into a power series with respect to a small parameter is constructed. The equations for the dispersion surface in the space of the Floquet vector are found. Gaps were found in the numerical experiment.
Keywords: impedance, waveguide.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛНОВОДНО-ЛЕСТНИЧНОЙ СТРУКТУРЫ С ИМПЕДАНСНЫМИ ФЛАНЦАМИ

профессор, д.ф.-м.н., Быков А.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова
abkov@yandex.ru

Сформулирована и обоснована математическая модель цилиндрической многоступенцатой волноводно лестничной структуры с импедансным граничным условием на фланцах. Применяется граничный вариант метода Галеркина и условия Щукина-Леонтовича.
Ключевые слова: импеданс, волновод

Волноводно-лестничная структура с импедансеной границей

Цель работы состоит в создании конструктивного алгоритма расчета собственных осцилляций волноводно--лестничной структуры, металлические поверхности которой характеризуются заданным поверхностным импедансом. Мы ограничиваемся достаточно большим радиусом кривизны поверхности по сравнению с толщиной скин слоя, что позволяет рассматривать поле внутри металлических частей в виде плоской волны, уходящей в направлении от поверхности раздела. Мы рассматриваем цилиндрическую ВЛС, состоящую из некоторого числа продольно-однородных (вдоль оси z) блоков, соприкасающихся торцами. Оси всех блоков совпадают, блоки соприкасаются торцами. Левый торец начального (самого левого) блока соответствует координате z_0, Правый торец последнего (самого правого) блока соответствует координате z_J, границы блоков $z_{1;...;J-1}$. В этом докладе мы рассматриваем только полную систему собственных волн одного блока с импедансным условием на самой внешней границе. Зависимость всех компонент полей от продольной координаты z имеет вид $e^{\pm i\gamma z}$, комплексное γ подлежит определению. В данной работе мы ограничиваемся изучением монохроматических полей вида

$$\left\{(\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r},t),\hat{\mathbf{H}}(\mathbf{r},t)\right\} = e^{-i\omega t}\left\{\mathbf{E}(\mathbf{r}),\mathbf{H}(\mathbf{r})\right\},\ \text{причем}\ \ rot\,\mathbf{H} = -i\kappa\mathbf{E}\,,\ rot\,\mathbf{E} = i\kappa\mathbf{H}\,.$$

На всех металлических поверхностях Σ должны быть выполнены условия

$$\left[\mathbf{n}\times\mathbf{E}\right]\Big|_{\Sigma} = \sigma\left[\mathbf{n}\times\left[\mathbf{n}\times\mathbf{H}\right]\right]\Big|_{\Sigma}.$$

Мы сразу нарисуем поперечное сечение одного блока рассматриваемой ВЛС в координатах r (по горизонтали) и φ (по вертикали):

Запишем условия сшивания полей на границе блоков D_j и G_j, рис. 1. Мы используем методику, разработанную в работах [1], [2]. Каждый блок можно представить в виде совокупности кольцевых областей $D^{(j-1)}$, $j\in\{1;...;J\}$, и областей кольцевого сектора $\{D_0^{(j)},...,D_S^{(j)}\}$, $j\in\{1;...;J\}$. Парциальные волны каждого кольцевого сектора данного блока можно представить в виде

$$\mathbf{E}(r,\varphi,z) = \mathbf{e}(r,\varphi)e^{\pm i\gamma z}, \mathbf{H}(r,\varphi,z) = \mathbf{h}(r,\varphi)e^{\pm i\gamma z},$$

причём
$$\nabla_\perp^2\mathbf{e} + \chi^2\mathbf{e} = 0, \nabla_\perp^2\mathbf{h} + \chi^2\mathbf{h} = 0, \chi^2 = \kappa^2 - \gamma^2.$$

Поперечные компоненты выразим через продольные:

$$\mathbf{e}_\perp = -\frac{i\gamma}{\chi^2}\nabla_\perp\mathbf{e}_z + \frac{i\omega\mu}{\chi^2}\left[\mathbf{n}_z\times\nabla_\perp\mathbf{h}_z\right],\quad \mathbf{h}_\perp = -\frac{i\gamma}{\chi^2}\nabla_\perp\mathbf{h}_z - \frac{i\omega\varepsilon}{\chi^2}\left[\mathbf{n}_z\times\nabla_\perp\mathbf{e}_z\right],$$

Для удовлетворения граничных условий на плоскостях $\varphi = \varphi_s$ для $\mathbf{e}_z$ используем условия $\mathbf{e}_z(\varphi_{ja}^{(1;2)}) = 0,$ и тогда

$$\mathbf{e}_{z.m}^{\Leftarrow}(r,\varphi) = \sin\pi m\frac{\varphi-\varphi_{ja}^{(s)}}{\varphi_{jb}^{(s)}-\varphi_{ja}^{(s)}}Y_{\nu_m}^{(1)}(\chi_m r),\ \ \mathbf{e}_{z.m}^{\Rightarrow}(r,\varphi) = \sin\pi m\frac{\varphi-\varphi_{ja}^{(s)}}{\varphi_{jb}^{(s)}-\varphi_{ja}^{(s)}}Y_{\nu_m}^{(2)}(\chi_m r),$$

коэффициенты ν_m и χ_m не выписываем, они вычислены в стандартных руководствах по разделению переменных в полярных координатах. Аналогично задаются и функции $\mathbf{h}_{z.m}^{\Leftarrow}(r,\varphi)$, $\mathbf{h}_{z.m}^{\Rightarrow}(r,\varphi)$, не выписываем. Введем также векторное поле $\mathbf{g}^{\Rightarrow} = (\mathbf{e}^{\Rightarrow},\mathbf{h}^{\Rightarrow})$, $\mathbf{g}^{\Leftarrow} = (\mathbf{e}^{\Leftarrow},\mathbf{h}^{\Leftarrow})$. Представление полей в каждом кольцевом секторе имеет вид

$$\mathbf{G}(r,z) = \sum_{n=1}^{N_j^{(s)}}\mathbf{g}_n^{(j,s)\Rightarrow}(r,\varphi)A_n^{(j,s)} + \mathbf{g}_n^{\Leftarrow(j,s)}(r,\varphi)B_n^{(j,s)},$$

$\mathbf{G} = (\mathbf{E}, \mathbf{H})$, $j = 1,...,J$ (количество продольно однородных цилиндрических блоков, контактирующих по фланцам), $s = 0,...,S_j$ (количество аксиально однородных цилиндрических секуторов), $r \in [\rho_j', \rho_j'']$ (координаты фланцев), $\varphi \in [\varphi_{j,sb}, \varphi_{j,s+1a}]$ (угловые координаты поверхностей),

$$L_j^{(s)} = \left\{ r = \rho_j'' \times [\varphi_{jb}^{(s)}, \varphi_{ja}^{(s+1)}] \right\}, \; s = 0,...,S_j .$$

2. Сшивание электрического поля

Опишем процедуру сшивания $\hat{\mathbf{E}}_\perp$ в сечении $r = \rho_j''$, рис. 1 (b) . Учтем, что на фланцах $r = \rho_j''$, $\varphi_{ja}^{(s)} < \varphi < \varphi_{jb}^{(s)}$ электрическое поле $\hat{\mathbf{E}}_\perp(\rho_j'', \varphi) = 0$, в пассивных областях $D_j^{(s)}$ выражение поперечной компоненты электрического и магнитного поля в сечении $r = \rho_j'' = \rho_{j+1}'$ имеет вид:

$$\hat{\mathbf{E}}_\perp(r,\varphi) = \sum_{n=1}^{N_j^{(s)}} (\mathbf{e}^{\Rightarrow}_{\perp n}{}^{(j,s)}(r,\varphi) V_n^{(j,s)} + \mathbf{e}^{\Leftarrow}_{\perp n}{}^{(j,s)}(r,\varphi) W_n^{(j,s)}), \quad r = \rho_j'' - 0,$$

$$\hat{\mathbf{H}}_\perp(r,\varphi) = \sum_{n=1}^{N_j^{(s)}} (\mathbf{h}^{\Rightarrow}_{\perp n}{}^{(j,s)}(r,\varphi) V_n^{(j,s)} + \mathbf{h}^{\Leftarrow}_{\perp n}{}^{(j,s)}(r,\varphi) W_n^{(j,s)}), \quad r = \rho_j' - 0,$$

$\varphi_{ja}^{(s)} < \varphi < \varphi_{jb}^{(s)}$, в активной области D_{j+1} явное выражение поперечной компоненты электрического поля в сечении $r = \rho_j'' = \rho_{j+1}'$ имеет вид

$$\hat{\mathbf{E}}_\perp(r,\varphi) = \sum_{n=1}^{N_{j+1}} (\mathbf{e}^{\Rightarrow}_{\perp n}{}^{(j+1)}(r,\varphi) A_n^{(j+1)} + \mathbf{e}^{\Leftarrow}_{\perp n}{}^{(j+1)}(r,\varphi) B_n^{(j+1)}), \quad r = \rho_{j+1}' + 0,$$

$$\hat{\mathbf{H}}_\perp(r,\varphi) = \sum_{n=1}^{N_{j+1}} (\mathbf{h}^{\Rightarrow}_{\perp n}{}^{(j+1)}(r,\varphi) A_n^{(j+1)} + \mathbf{h}^{\Leftarrow}_{\perp n}{}^{(j+1)}(r,\varphi) B_n^{(j+1)}), \quad r = \rho_{j+1}' + 0.$$

В качестве системы проекционных функций используем координатные функции $\mathbf{e}_{\perp m}^{(j+1)}(r,\varphi)$, $r = \rho_j'' = \rho_{j+1}'$:

$$\sum_{s=0}^{S_j} \int_{\varphi_{ja}^{(s)}}^{\varphi_{jb}^{(s)}} [\sum_{n=1}^{N_j^{(s)}} (\mathbf{e}^{\Rightarrow}_{\perp n}{}^{(j,s)}(r,\varphi) V_n^{(j,s)} + \mathbf{e}^{\Leftarrow}_{\perp n}{}^{(j,s)}(r,\varphi) W_n^{(j,s)})] \mathbf{e}_{\perp m}^{(j+1)}(r,\varphi) d\varphi =$$

$$= \int_{\varphi_{j+1a}}^{\varphi_{j+1b}} [\sum_{n=1}^{N_{j+1}} (\mathbf{e}^{\Rightarrow}_{\perp n}{}^{(j+1)}(r,\varphi) A_n^{(j+1)} + \mathbf{e}^{\Leftarrow}_{\perp n}{}^{(j+1)}(r,\varphi) B_n^{(j+1)})] \mathbf{e}_{\perp m}^{(j+1)}(r,\varphi) d\varphi,$$

где $r = \rho_j'' = \rho_{j+1}'$, $m = m_{j+1} = 1,...,N_{j+1}$.

3. Сшивание магнитного поля

В качестве системы проекционных функций используем координатные функции $\mathbf{h}_{\perp m}^{(j)}(r,\varphi)$ для $r = \rho_j'' = \rho_{j+1}'$:

$$\int_{\varphi_{ja}^{(s)}}^{\varphi_{jb}^{(s)}} [\sum_{n=1}^{N_j^{(s)}} (\mathbf{h}^{\Rightarrow}_{\perp n}{}^{(j,s)} V_n^{(j,s)} + \mathbf{h}^{\Leftarrow}_{\perp n}{}^{(j,s)} W_n^{(j,s)})] \mathbf{h}_{\perp m_{j,s}}^{(j,s)}(r,\varphi) d\varphi =$$

$$= \int_{\varphi_{ja}^{(s)}}^{\varphi_{jb}^{(s)}} [\sum_{n=1}^{N_{j+1}} (\mathbf{h}^{\Rightarrow}_{\perp n}{}^{(j+1)} A_n^{(j+1)} + \mathbf{h}^{\Leftarrow}_{\perp n}{}^{(j+1)} B_n^{(j+1)})] \mathbf{h}_{\perp m_{j,s}}^{(j,s)}(r,\varphi) d\varphi,$$

где $r = \rho_j'' = \rho_{j+1}'$, $m_{s,j} = 1,...,N_j^{(s)}$.

4. Векторно-матричные обозначения

Систему проекционных соотношений запишем в виде

$$\begin{cases} \sum_{s=0}^{S_j} \mathbf{R}_j^{(s)} (\mathbf{V}_j^{(s)} + \mathbf{W}_j^{(s)}) = \mathbf{A}_{j+1} + \mathbf{B}_{j+1}, \\ (\mathbf{V}_j^{(s)} - \mathbf{W}_j^{(s)}) = \mathbf{Q}_{j+1}^{(s)} (\mathbf{A}_{j+1} - \mathbf{B}_{j+1}), \quad s = 0,...,S_j, \end{cases}$$

причем здесь записано N_j условий в первой строке и $N_j^{(0)} + ... + N_j^{(S_j)}$ условий во второй строке, и

$$\begin{cases} \sum_{s=0}^{S_j} \mathbf{P}_j^{(s)} (\mathbf{A}_j^{(s)} + \mathbf{B}_j^{(s)}) = \mathbf{V}_{j-1} + \mathbf{W}_{j-1}, \\ (\mathbf{A}_j^{(s)} - \mathbf{B}_j^{(s)}) = \mathbf{S}_j^{(s)} (\mathbf{V}_{j-1} - \mathbf{W}_{j-1}), \quad s = 0,...,S^{(j)}. \end{cases}$$

или даже в векторно--матричной форме

$$\begin{cases}\mathbf{R}^{(j)}(\mathbf{V}_j+\mathbf{W}_j)=\mathbf{A}_{j+1}+\mathbf{B}_{j+1},\\(\mathbf{V}_j-\mathbf{W}_j)=\mathbf{S}^{(j)}(\mathbf{A}_{j+1}-\mathbf{B}_{j+1}),\end{cases}$$

$$\begin{cases}\mathbf{P}^{(j)}(\mathbf{A}_j+\mathbf{B}_j)=\mathbf{V}_{j-1}+\mathbf{W}_{j-1},\\(\mathbf{A}_j-\mathbf{B}_j)=\mathbf{Q}^{(j)}(\mathbf{V}_{j-1}-\mathbf{W}_{j-1}),\end{cases}$$

$\mathbf{A}$, $\mathbf{B}$, $\mathbf{V}$, $\mathbf{W}$ неизвестные амплитуды парциальных полей, $\mathbf{R}$, $\mathbf{S}$, $\mathbf{P}$, $\mathbf{Q}$ известные матрицы.

5. Граничные условия на внутреннем радиусе

Пусть для определенности в центре ВЛС имеется продольный пустой канал. Тогда при $r=0$ поставим условие отсутствия волн, сходящихся к центру: $B_n^{(0,s)}=0$, индекс $j=0$ соответствует внутреннему кольцевому сектору, в данном случае это просто круг.

6. Граничные условия на внешнем радиусе

Эти условия следуют из граничных условий Щукина-Леонтовича, их можно записать в виде

$E_z=W_1H_\varphi$, $E_\varphi=W_2H_z$, где $W_{1;2}$

есть заданные комплексные импедансы. Более подробно граничные условия записываются подстановкой формулы для приближенного решения, эту техническую часть опускаем.

Таким образом, получена однородная линейная система, в которой число неизвестных равно числу уравнений. Условие нетривиальной разрешимости дает уравнение для расчета продольного волнового числа γ. При программной реализации алгоритма возникает проблема решения жесткой краевой задачи [3]. Мы решаем эту проблему алгоритмом [2].

Список литературы

1. Свешников А.Г. К обоснованию метода расчета распространения электромагнитных колебаний в нерегулярных волноводах. // Ж. вычисл. матем. и матем. физ.,1963. Т.3. N2. С.314-326.
2. А. А. Быков. Метод прогонки для решения жёстких краевых задач для систем линейных разностных уравнений. // Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1989, Т.29. №3. С.355-370.

MODELING OF THE WAVEGUIDE LADDER STRUCTURES WITH THE IMPEDANCE INTERFACE

professor A.A. Bykov

Lomonosov Moscow State University
abkov@yandex.ru

A mathematical model of a cylindrical waveguide ladder structure with an impedance boundary condition is developed. The method is based on the Galerkin's boundary projection method.
Keywords: impedance, waveguide.

РЕШЕНИЕ ВЕКТОРНОЙ ЗАДАЧИ ДИФРАКЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА ЗЕРКАЛЕ СО СКРУГЛЁННЫМИ КРАЯМИ

студентка С. С. Новикова[1], с.н.с., к.ф.-м.н. Д. А. Коняев[1,2]

[1]МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, каф. математики
[2]ИТПЭ РАН
sofnovik@gmail.com

Реализован численный алгоритм для решения задачи дифракции электромагнитных волн на зеркале со скругленными краями в векторном случае. Задача дифракции на идеально проводящем теле была сведена к интегральному уравнению, которое решалось при помощи метода моментов с использованием базисных функций Рао-Вилтона-Глиссона. При помощи программного комплекса была рассчитана задача дифракции поля точечного диполя на зеркале со скругленными краями.
Ключевые слова: зеркало со скругленными краями, задачи дифракции

Введение

Для решения задач радиолокации и маскировки требует подробного изучения характеристик рассеяния плоской электромагнитной волны для различных объектов [1]. С этой целью применяются компактные полигоны, одной из основных частей которых является коллиматор [1, 2]. На сегодняшний день типичным коллиматором является зеркало в виде несимметричного выреза параболоида вращения [1]. Дифракционные эффекты, образующие на кромке зеркала, могут существенно искажать поле в рабочей зоне [3]. Существует два основных способа борьбы с дифракцией на краях параболического зеркала [4]. Это построение зазубренной кромки на зеркале и скругление кромки зеркала. В работах [2-4] показано, что зеркало со скругленной кромкой дает более качественный и точный результат.

Работа посвящена разработке программы, позволяющей решать задачу дифракции на зеркале со скругленными краями в трёхмерном векторном случае. Эффективным подходом к решению задачи дифракции на идеально проводящих телах является сведение краевой задачи для уравнений Максвелла к интегральному уравнению и поиск численного решения этого уравнения [5].

1. Постановка и метод решения задачи

Для упрощения в данной работе было выбрано симметричное зеркало. При этом сразу рассматривается полная векторная постановка задачи без упрощений, связанных с симметрией. Такое условие позволяет перейти к рассмотрению несимметричного зеркала, разработав лишь алгоритм его триангуляции. Зеркало является поверхностью вращения кривой. Она состоит из AB – дуги параболы; AC, BD – скруглений на основе дуг эллипса; CD – дуги эллипса, замыкающая фигуру в области тени [6]. Кривая представлена на рис. 1.

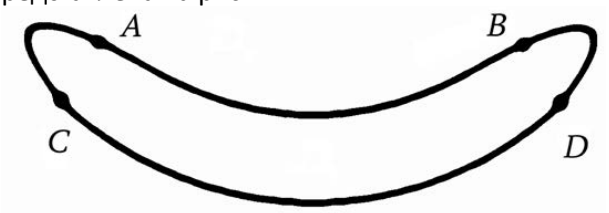


***Рис. 1**. Образующая кривая параболического зеркала со скруглениями.*

Для триангуляции параболического зеркала со скругленными краями в настоящей работе применяется прямой метод [7]. Генерация сетки на поверхности производится при помощи параметрического пространства [8]. Прямой метод в данном случае является наиболее подходящим, так как класс рассматриваемых поверхностей сильно ограничен. В прямых методах сетка строится за один шаг, и координаты всех узлов, как и связи между узлами, известны заранее. Главные преимущества прямых методов – скорость работы и надежность.

Рассмотрим задачу дифракции на идеально проводящем теле. Внутри тела электромагнитное поле равно нулю. Поле вне тела удовлетворяет уравнениям Максвелла

Максвелла. Будем рассматривать установившейся режим с временной зависимостью $e^{j\omega t}$. Как известно, в таком случае задача дифракции сводится к интегральному уравнению для токов на поверхности идеального проводника [5]:

$$\mathbf{n} \times \mathbf{E}^{\mathrm{i}} = \mathbf{n} \times \left(\frac{\mathrm{j}\mu\omega}{4\pi} \int_S \mathbf{J}(\mathbf{r}) \frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{jkR}}}{\mathrm{R}} \mathrm{dS} - \nabla \frac{1}{4\pi\varepsilon\mathrm{j}\omega} \int_S \nabla_{\mathrm{s}} \mathbf{J}(\mathbf{r}) \frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{jkR}}}{\mathrm{R}} \mathrm{dS} \right). \quad (1)$$

где $\boldsymbol{E}^i$ – падающая волна, ω – круговая частота, μ – магнитная проницаемость, ε – диэлектрическая проницаемость, $\mathbf{J}$ – поверхностная плотность тока, ∇_{s} – оператор поверхностной дивергенции, $\mathrm{R} = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ – расстояние между наблюдателем и точкой на поверхности S.

В общем случае аналитическое решение этого уравнения получить невозможно, следовательно, будем его решать численно с использованием метода моментов. Будем использовать базисные функции Рао-Вилтона-Глиссона [4].

2. Численные результаты

Реализованная программа протестирована на задаче дифракции на идеально проводящей сфере радиуса 2.5 см. Проведено сравнение поверхностных токов, посчитанных численно и аналитически. На сетки с 768 треугольниками ошибка в норме L_2 составляет 2.1 %, в норме C – 5.2 %; на сетки с 3072 треугольниками ошибка в норме L_2 составляет 0.8 %, в норме C – 3.9 %; на сетки с 6912 треугольниками в норме L_2 составляет 0.5 %, в норме C – 3.7 %. Со сгущением сетки ошибка токов на поверхности уменьшается. Данные показатели говорят о правильности построения численных расчётов.

На рис. 2 (а) представлено симметричное зеркало размером около 12 метров с фокусным расстоянием 6 метров. Была решена задача дифракция плоской волны ($\mathbf{E}^{\mathrm{i}} = \mathbf{j}\, e^{jkx}$) с частотой 150 МГц на таком зеркале. Было получено поле в ближней зоне. Распределение квадрата модуля вектора $\boldsymbol{E}^S$ в плоскости OXY представлено на рис. 2 (б). Вблизи фокуса наблюдается размытый пик. Такая картина соответствует теории.

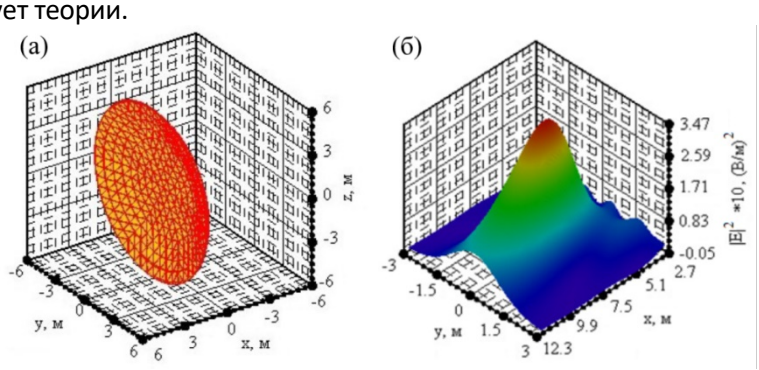


***Рис. 2**. (а) зеркало с фокусным расстоянием* 6 м *и со скруглениям в виде дуг эллипса с параметрами* $a = 0.795$, $b = 0.1443$; *(б) распределение квадрата модуля вектора* $\boldsymbol{E}^S$ *(рассеянного поля) в плоскости OXY при дифракции плоской волны частотой 150 МГц на зеркале со скругленными краями.*

Также была решена задача дифракции поля точечного диполя с частотой 150 МГц на аналогичном зеркале. Падающее поле:

$$\mathbf{E}^{\mathrm{i}} = \mathbf{j} \frac{\mathrm{e}^{-jk\sqrt{(x-6)^2+y^2+z^2}}}{\sqrt{(x-6)^2+y^2+z^2}}. \quad (2)$$

В результате численных расчётов на расстоянии от 9 до 15 метров образовалось поле, похожее на поле плоской волны. На рис. 3 представлены распределения модуля и фазы компоненты E_y^S в плоскости OXY.

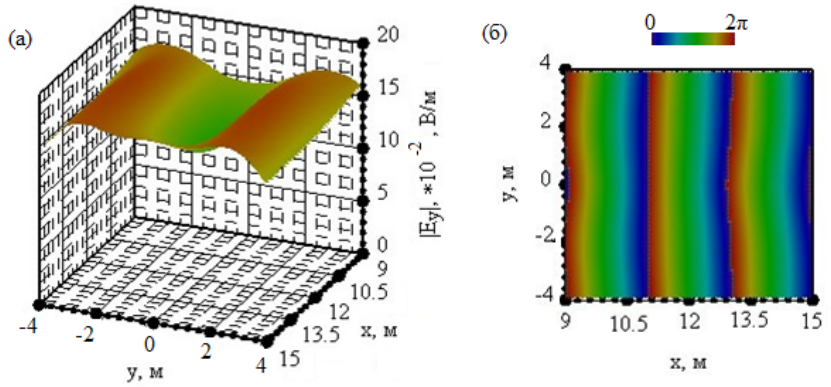


***Рис. 3.** Распределение* E_y^S *в плоскости OXY при дифракции поля точечного диполя с частотой 150 МГц на зеркале со скругленными краями: (а) модуль; б) фаза.*

Выводы

В работе реализован численный алгоритм для решения задачи дифракции электромагнитных волн на зеркале со скругленными краями в векторном случае. Задача дифракции на идеально проводящем теле была сведена к интегральному уравнению. Для его решения применен проекционный метод – метод моментов с использованием базисных функций Рао-Вилтона-Глиссона.

Реализованный программный комплекс протестирован при помощи точного решения задачи дифракции плоской волны на идеально проводящей сфере. Кроме того, была рассчитана задача дифракции плоской волны на зеркале со скругленными краями, при этом поле, полученное в ближней зоне, соответствует теоретическим представлениям.

При помощи реализованного программного комплекса была рассчитана задача дифракции поля точечного диполя на зеркале со скругленными краями. Полученное поле в ближней зоне в определенной области пространства приближает поле плоской волны.

Список литературы

1. Балабуха Н. П., Зубов А. С., Солосин В. С. Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния объектов. – 2007.
2. Lee T. H., Burnside W. D. Performance trade-off between serrated edge and blended rolled edge compact range reflectors //IEEE Transactions on Antennas and Propagation. –1996. – Т. 44. – №. 1. – С. 87-96.
3. Burnside W. et al. Curved edge modification of compact range reflector // IEEE transactions on antennas and propagation. – 1987. – Т. 35. – №.2. – С. 176-182.
4. Pistorius C., Burnside W. An improved main reflector design for compact range applications //IEEE transactions on antennas and propagation. – 1987. – Т. 35. – №. 3. – С. 342-347.
5. Rao S., Wilton D., Glisson A. Electromagnetic scattering by surfaces of arbitrary shape //IEEE Transactions on antennas and propagation. – 1982. – Т. 30. – №. 3. – С. 409-418.
6. Боголюбов А. Н. и др. Математическое моделирование электромагнитного поля в рабочей зоне компактного полигона //Физические основы приборостроения. – 2018. – Т. 7. – №. 2. – С. 54-60.
7. Pascal Jean Frey, Paul-Louis George. Mesh Generation: Application to Finite Elements // HERMES Science Europe Ltd, 2000
8. Галанин М.П., Щеглов И.А. Разработка и реализация алгоритмов трёхмерной триангуляции сложных пространственных областей: прямые методы // Препринты ИПМ им. МВ Келдыша. 2006. № 10.

THE VECTOR PROBLEM OF DIFFRACTION OF AN ELECTROMAGNETIC WAVE BY A MIRROR WITH ROLLED EDGES

student S.S. Novikova[1], Senior researcher, PhD, D.A. Konyaev[1,2]

[1]Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics
[2]ITAE RAS
sofnovik@gmail.com

A numerical algorithm is implemented to solve the problem of diffraction on mirror with rolled edges in vector case. The diffraction problem by an ideally conducting one is reduced to an integral equation, which was solved using the method of moments with Rao-Wilton-Glisson basis functions. Using a software system, the diffraction problem of the field of a point source on a mirror with rolled edges is calculated.
Keywords: mirror with rolled edges, diffraction problem

АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВИХРЕВЫХ ДИФФРАКТАЛОВ

ст.н.с., к.ф.-м.н. Зотов А.М.[1], профессор, д.ф.-м.н., Короленко П.В.[1,2], аспирант Кубанов Р.Т.[1], аспирант Павлов Н.Н.[1]

[1]Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
[2]Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук
pvkorolenko@rambler.ru

Выполнен краткий ретроспективный анализ исследований свойств фрактального светового излучения. Для оценки перспектив данного научного направления приведены также новые оригинальные результаты изучения характеристик вихревых волновых пучков с фрактальной структурой (вихревых диффракталов). С этой целью разработаны расчетные алгоритмы и соответствующее программное обеспечение. Полученные результаты указывают на высокую информационную емкость вихревых диффракталов и значительную их устойчивость к влиянию чисто дифракционных эффектов и эффектов, связанных с влиянием турбулентности среды распространения.
Ключевые слова: вихревые волновые пучки, фрактальная структура, диффракталы, турбулентная среда распространения

Введение

В работах, посвященных распространению в пространстве когерентных световых пучков, определенное место занимает изучение процессов распространения пучков с изначально сложным амплитудно-фазовым профилем. Результаты исследований, полученные в этом направлении, позволили существенно улучшить характеристики лазерных информационных систем. Так, пучки с вихревой структурой волнового фронта обладают рядом уникальных свойств, обеспечивающих повышенную степень стабильности характеристик при распространении в турбулентной атмосфере [1,2]. Привлекли внимание исследователей также волны с фрактальной структурой волнового фронта (диффракталы) [3]. Их ценным качеством является проявление структурного самоподобия в процессе распространения. Однако в литературе явно недостаточно рассмотрен случай, когда излучение обладает одновременно вихревыми и фрактальными свойствами [4]. Целью данной работы является использование специально разработанных алгоритмов и расчетной программы для определения устойчивости характеристик фрактальных вихревых пучков в ходе их распространения в открытых оптических каналах.

1. Ретроспективный анализ исследований фрактальных пучков

Существует несколько способов создания фрактальных пучков. Наиболее перспективные и распространённые из них нашли освещение в обзоре [3]. Фрактальные волновые пучки могут быть получены путем пропускания плоской волны через различного рода маски, пластины и экраны с фрактальной конфигурацией. Поля этих пучков обладают целым рядом примечательных свойств. Так, кольцевые осесимметричные маски, получающиеся путём вращения одномерной системы Кантора, формируют самоподобные распределения как в поперечном, так и в продольном направлениях. Причём вдоль оптической оси образуется целая система областей фокусировки излучения.

Фрактальные волновые структуры могут быть получены также в результате прохождения плоской волны через апертуры, границы которых описываются фрактальными кривыми. При этом фрактальные размерности дифрагирующего и изначального полей взаимосвязаны. Последнее обстоятельство дает возможность определять фрактальность объекта на основе свойств конкретной картины дифракции.

При анализе прохождения излучения через пластины, пропускание которых определяется двумерной функцией Вейерштрасса, была установлена высокая степень корреляции фрактальных свойств фурье-образов структур пластин и изображений световых пучков. Этот результат также имеет важное значение для совершенствования методов диагностики объектов с фрактальными признаками, а также для интерпретации эстетических свойств фрактальных изображений [5].

Недостатком способа получения фрактальных пучков с помощью специально изготовленных пластинчатых масок является их невысокая радиационная прочность. В связи с этим актуальный характер приобрела возможность генерации волн с фрактальной структурой непосредственно в лазерах с неустойчивыми резонаторами [6].

2. Алгоритмы и расчетная схема

Выполненные в данной работе расчеты проводились, опираясь на подход, основанный на сложении световых полей системы гауссовых пучков с поэтапно изменяющейся конфигурацией [3,4]. Особенности расчетной схемы можно продемонстрировать для случая, когда начальная

конфигурация пучков соответствует известной фрактальной структуре, называемой треугольником Серпинского (рис. 1). Поэтапный расчет изменения формы распределения амплитуды и фазы светового поля осуществлялся методом итераций с использованием следующего выражения для изначального гауссового пучка:

$$g^{<1>}(x,y) = \exp\left(-\frac{(x-c_x)^2+(y-c_y)^2}{w^2}\right), \quad (1)$$

где w ширина пучка с центром в точке (c_x, c_y).

Каждый из этих пучков распадался на N дочерних пучков, так что n+1 итерация имела вид

$$g^{<n+1>}(x,y) = \sum_{k=0}^{N-1} g^{<n>}\left(x + \frac{R}{\tau^n}\cos\left(\frac{2\pi k}{N}\right), y + \frac{R}{\tau^n}\sin\left(\frac{2\pi k}{N}\right)\right) exp\left(\frac{2\pi k}{N}\right). \quad (2)$$

Здесь $\frac{R}{\tau^n}$ - характеризует расстояние смещения дочерних пучков от родительского при очередной итерации (τ - коэффициент скейлинга), $\cos(2\pi k/N)$ и $\sin(2\pi k/N)$ - компоненты вектора сдвига, показатель экспоненты дает азимутальный набег фазы в случае фрактальных винтовых пучков. В расчетах использовались значения $\tau = 2$ и N = 3,4,5,6. Величина R считалась константой, которая могла варьироваться.

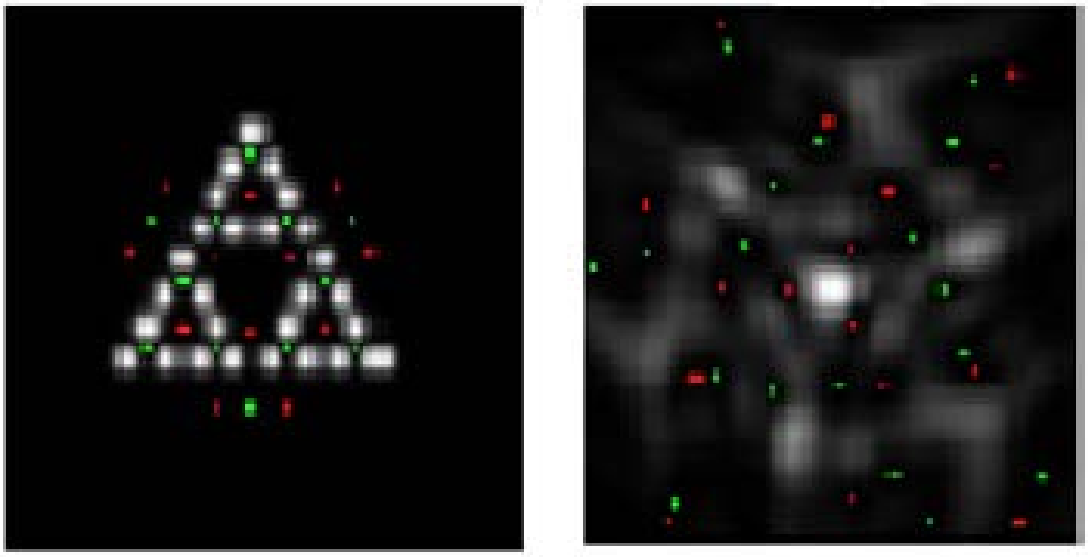
Распространение пучков моделировалось методом разложения поля на плоские волны. В параксиальном приближении набег фазы волны с индексами p, q на расстоянии z составлял

$$\varphi_{p,q} = \frac{2\pi z}{T}\left(f(p)^2 + f(q)^2\right). \quad (3)$$

Здесь $T = 2a^2/\lambda$ – расстояние Тальбо, a – полный размер сетки, на которой задано поле, λ – длина волны. $f(p) = mod\left(p + \frac{K}{2}, K\right) - K/2$ – вспомогательная функция, позволяющая единообразно учесть положительные и отрицательные гармоники поля, изменяющиеся в диапазоне 0 до K. Амплитуды плоских волн на расстоянии z, таким образом, имели вид $S_{p,q}\exp\left(i\varphi_{p,q}\right)$. Для получения итогового распределения поля использовалось обратное БПФ.

3. Трансформация пучков в процессе распространения

В процессе распространения фрактальные вихревые пучки трансформируются в результате дифракции и под влиянием неоднородностей среды. Возможности расчетной схемы для описания дифракционного преобразования фрактальной структуры излучения можно продемонстрировать на примере пучков, изначальная конфигурация которых соответствует известной фрактальной структуре, называемой треугольником Серпинского (рис. 1*а*). Эта конфигурация показана на рис. 1*а*. На нем хорошо видны сечения образующих гауссовых пучков, формирующих самоподобные элементы с коэффициентом скейлинга, равным двум.



а) б)

Рис. 1. *Изменение структуры пучка при дифракционном распространении излучения: а) изначальная структура, б) структура в дальней зоне.*

Распространяясь в свободном пространстве, из-за дифракционного перераспределении амплитуды в поперечном сечении изображение пучка трансформируется (рис. 1*б*), но при этом сохраняется его общая триангулярная морфология. Сохраняется также величина скейлинга между подобными треугольными распределениями максимумов амплитуды. Красные и зеленые точки на рис. 1*а,б*

определяют положения винтовых дислокаций волнового фронта с топологическим зарядом соответственно +1 и -1. Их расположение также соответствует триангулярной геометрии.
Влияние турбулентности передающей среды на характеристики фрактальных пучков проводилось с помощью фазового экрана, моделирующего атмосферные неоднородности. Расчет, выполненный для умеренной интенсивности турбулентности, показал, что для небольших значениях *N*, характеризующих азимутальный набег фазы, среднеквадратичные флуктуации “центра массы” сечения вихревого фрактального пучка примерно, такие же как и в случае изначально плоского волнового фронта, однако, при росте *N* вихревые фрактальные пучки оказываются менее устойчивыми. В то же время турбулентность слабо меняет структуру пучка. Качественно факт структурной устойчивости фрактальных вихревых пучков подтверждает рис. 2. На нем приведено графическое сравнение распределений интенсивностей и фаз фрактальных пучков с осевой симметрией шестого порядка, рассчитанных для дальней зоны с учетом и без учета влияния турбулентности.

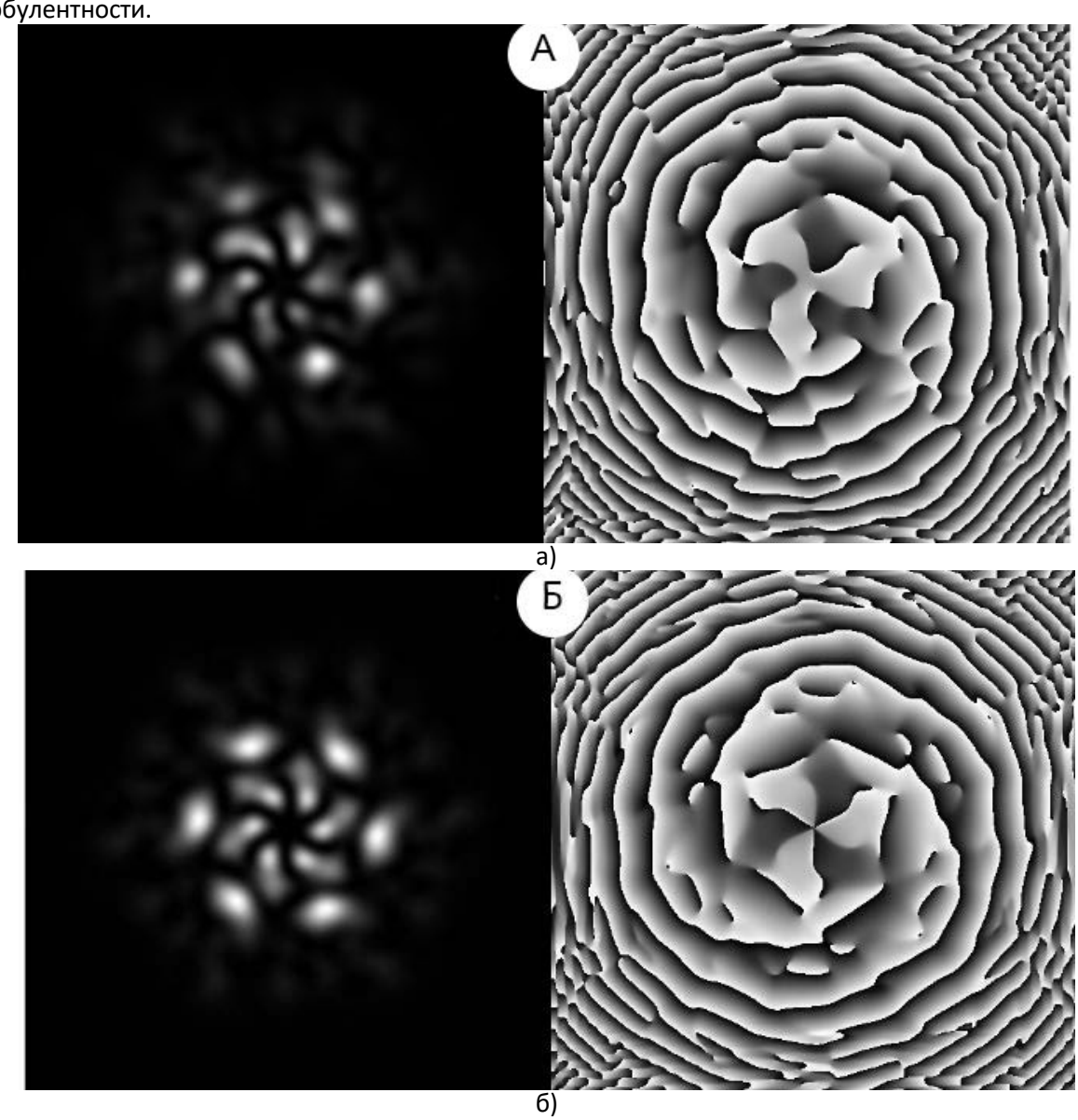


***Рис. 2**. Распределения амплитуды и фазы вихревых фрактальных пучков в среде распространения. А – с учетом турбулентности. Б – без учета турбулентности. Левые кадры – распределение (в градациях серого) амплитуды, правые – фазы.*

Хорошо видно, что в обоих случаях распределения амплитуд и фаз имеют схожий фрактальный характер. Это свойство фрактальных вихревых пучков делает их перспективными для использования в атмосферных линиях связи, поскольку даже при регистрации на приемной апертуре фрагмента поперечной структуры пучка можно в силу ее самоподобия судить об общих характеристиках распространяющегося излучения.

Астрахань, 5-7 октября 2021. ISBN 978-5-905278-48-8. DOI: 10.25210/armimp-2021

Выводы

Выполненный ретроспективный анализ свойств фрактальных пучков указывает на актуальность проводимых в этом направлении исследований. Оригинальная часть работы существенно дополняет обзорный материал. Значимость полученных результатов во многом определяется тем, что они относятся к важному в практическом отношении случаю распространения пучков в турбулентной атмосфере. Обнаруженная структурная устойчивость и высокая информационная емкость фрактальных вихревых пучков может сыграть положительную роль при их использовании в атмосферных линиях связи.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, проект № 19-12-00310.

Список литературы

1. Аверченко А.В., Зотов А.М., Короленко П.В. и др. Винтовые пучки в информационных системах с открытыми каналами распространения излучения // Изв. РАН. Сер физ. Т. 84. № 1. 2020. С. 21 - 25.
2. Аксенов В.П., Дудоров В.В., Колосов В.В. Атмосферная сингулярная оптика: от дислокаций волнового фронта до синтеза вихревых лазерных пучков // Оптика атмосферы и океана. Т. 32. № 9. 2019. С.792 - 798.
3. Korolenko P. V. Wave Beams with a Fractal Structure, Their Properties and Applications: A Literature Review // Physics of Wave Phenomena. V. 28, No. 4. 2020. P. 313 - 325.
4. Cho Y-K., Kim K. // Proceedings of 10th IEEE International Conference on Nanotechnology. Joint Symposium with Nano (Korea KINTEX, 2010). P. 312.
5. Зотов А.М., Короленко П.В., Мишин А.Ю. и др. Физические основания нейроэстетики // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. № 6. 2019. С. 52 - 57.
6. Sroor H., Naidoo D., Miller S.W. et al. Fractal light from lasers // Physical Review. V. A99. 2019. P. 013848-1-10.

AMPLITUDE-PHASE CHARACTERISTICS OF VORTEX DIFFRACTALS

Senior Researcher, Candidate of Science Zotov A.M.[1],
Professor, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Korolenko P.V.[1,2],
PhD Student Kubanov R.T.[1], PhD Student Pavlov N.N.[1]

[1]M.V. Lomonosov Moscow State University
[2]Institution of Science P.N. Lebedev Russian Academy of Sciences
pvkorolenko@rambler.ru

A brief retrospective analysis of studies of fractal light radiation is carried out. To assess the prospects of this scientific direction, new original results of studying the characteristics of vortex wave beams with a fractal structure (vortex diffractals) are also presented. For this purpose, computational algorithms and related software have been developed. The results indicate a high information capacity of vortex diffractals and their significant resistance to the influence of turbulence in the propagation medium.

Keywords: vortex wave beams, fractal structure, diffractals, turbulent propagation medium

ВКЛАД РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА В ИЗЛУЧЕНИЕ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ В L-ДИАПАЗОНЕ

Данилычев М.В., Смирнов М.Т., Весник М.В., Кутуза Б.Г.

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
dan496@yandex.ru, smirnov@ire.rssi.ru, vesnik@cplire.ru, kutuza@cplire.ru

Обсуждаются особенности учета вклада от СВЧ- радиоизлучения Солнца в L-диапазоне, рассеянного на шероховатостях взволнованной поверхности моря, в измеряемую антенную температуру при радиометрических исследованиях системы “океан атмосфера”. Рассматриваются предельный случай идеально гладкой поверхности и ситуация поверхностного волнения, соответствующего (в предположении развитого волнения) скорости приводного ветра величиной 10-15 м/с. При объяснении экспериментальных данных, полученных на длине волны ~ 21.23см (1.413ГГц), применяется вариант метода Кирхгофа развитый ранее авторами для диапазона частот 3-50 ГГц. В его основу положены результатам экспериментов по изучению закономерностей рассеяния радиоволн этого диапазона в области квазизеркального рассеяния. Сравнение экспериментальных данных и результатов модельных расчетов показывает, что используемый вариант метода Кирхгофа достаточно хорошо описывает закономерности рассеяния в квазизеркальной области и для дециметрового диапазона радиоволн. По крайней мере, в диапазоне 1-3 ГГц общий характер и максимальное значение вклада радиоизлучения Солнца в принимаемое излучение передаются вполне достоверно. Вместе с тем, показано, что остаются заметные расхождения между результатами расчетов и экспериментальными данными на склонах “солнечного пика”, которые не удается устранить даже введением диффузной компоненты, рассчитанной по методу малых возмущение (ММВ). Это требует получения новых экспериментальных данных и соответствующей доработки модели расчетов. В качестве рабочего варианта, расширяющего возможности метода Кирхгофа, демонстрируется эвристический подход к описанию картины рассеяния радиоволн в интервале длин волн, промежуточном по отношению к крупномасштабному и мелкомасштабному поверхностному волнению.
Ключевые слова: СВЧ-излучение, L-диапазон, морская поверхность, соленость, Солнце.

Введение

СВЧ- радиометрический метод измерения основан на регистрации попадающего в приемный тракт антенны суммарного потока радиоизлучения от различных источников, включая излучение самого приборного комплекса. После выделения из этого потока собственного теплового излучения исследуемой среды, появляется возможность получения конкретных сведений о целом ряде количественных показателей, характеризующих состояние подстилающей поверхности и простирающейся над ней атмосферы [1-3]. Одним из основных объектов дистанционных радиофизических исследований с борта авиационных и космических носителей является система “океан-атмосфера” (САО). Для различных заказчиков является необходимым знание о динамике пространственного распределения температуры поверхности океана (ТПО), состоянии поверхностного волнения, направлении и величине приводного ветра на стандартной высоте, солености верхних слоев океана, трехмерном поле распределения температуры и влажности в атмосфере, а также полном влагосодержании и полном водозапасе (интегральной водности) облаков, характере и интенсивности осадков и т.д.. Для правильной количественной и качественной интерпретации в соответствующих терминах получаемой информации о распределении восходящего СВЧ- излучения системы “океан-атмосфера” (САО) необходимо корректно учитывать все источники радиоизлучения, формирующие общую наблюдаемую картину. Одним из факторов такого рода является радиоизлучение СВЧ диапазона, создаваемое на орбите Земли потоками от “почти дискретных” или же “существенно распределенных” (в смысле углового размера) источников излучения внеземного происхождения. Влияние такого рода сторонних потоков может проявляться в увеличении погрешностей измерения основного исследуемого потока за счет неконтролируемого неравномерного радиационного нагрева различных частей приемного тракта или в результате прямого попадания неконтролируемых потоков стороннего космического излучения в боковые лепестки диаграммы направленности антенны (ДНА). Однако существует и третья возможность влияния такого рода – за счет появления “подсвета” при рассеянии падающего потока на шероховатостях взволнованной поверхности моря. Очевидным источником самого мощного потока электромагнитного излучения космического происхождения во всех частотных диапазонах вблизи планеты Земля является Солнце [3].

В предыдущие 2-а десятилетия космическое сообщество исследовало возможности спутниковой радиометрии L- диапазона [3,4]. Практически использовался относительно небольшой интервал (~27МГц) вблизи частоты 1.413 ГГц, выделенный ранее для нужд радиоастрономии. По целому ряду

причин, включая растущее, с дальнейшим увеличением длины волны, влияние ионосферы [4], этот диапазон был признан оптимальным для радиометрического зондирования из космоса с целью восстановления динамики распределения поля поверхностной солености в масштабах Мирового океана. На рис.1 приведены расчетные зависимости величины коэффициента излучения $æ(t)$ гладкой и однородной водной поверхности от температуры t при наблюдении в надир (левый рисунок) для случая длин волн 0.8, 1.35, 3.2, 6 и 21 см. На правом рисунке для тех же условий показана зависимость собственной радиояркостной температуры водной поверхности T_b от ее термодинамической температуры t (по шкале Цельсия).

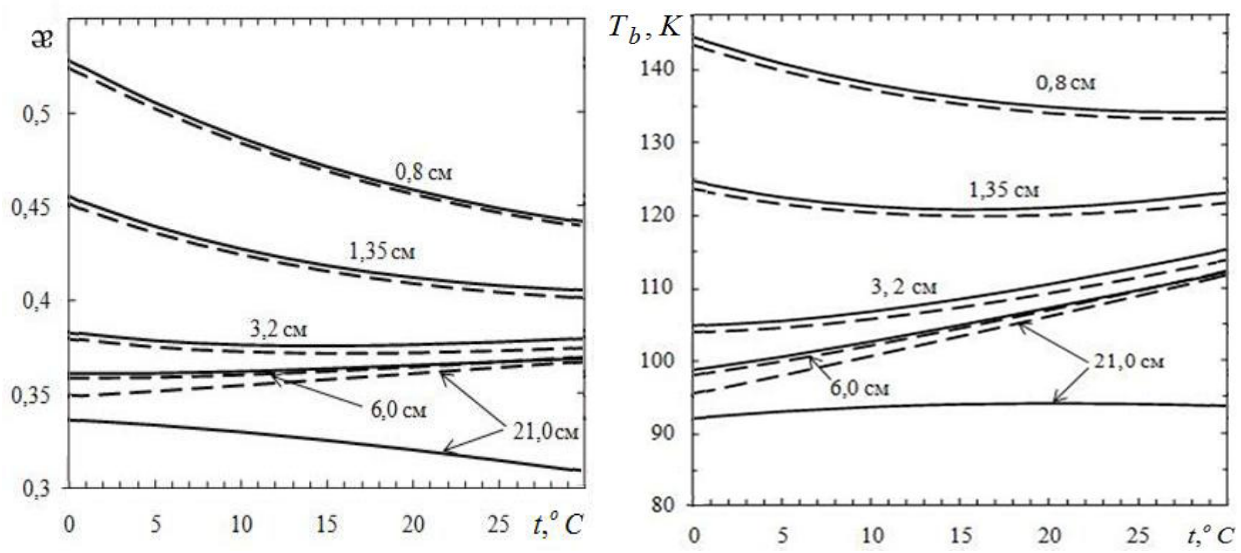


Рис. 1. *Коэффициент излучения и собственная радиояркостная температура гладкой и однородной водной поверхности как функции ее термодинамической температуры при наблюдении в надир вблизи поверхности (пресная вода – пунктир, соленая (S_w =35‰) - сплошные линии).*

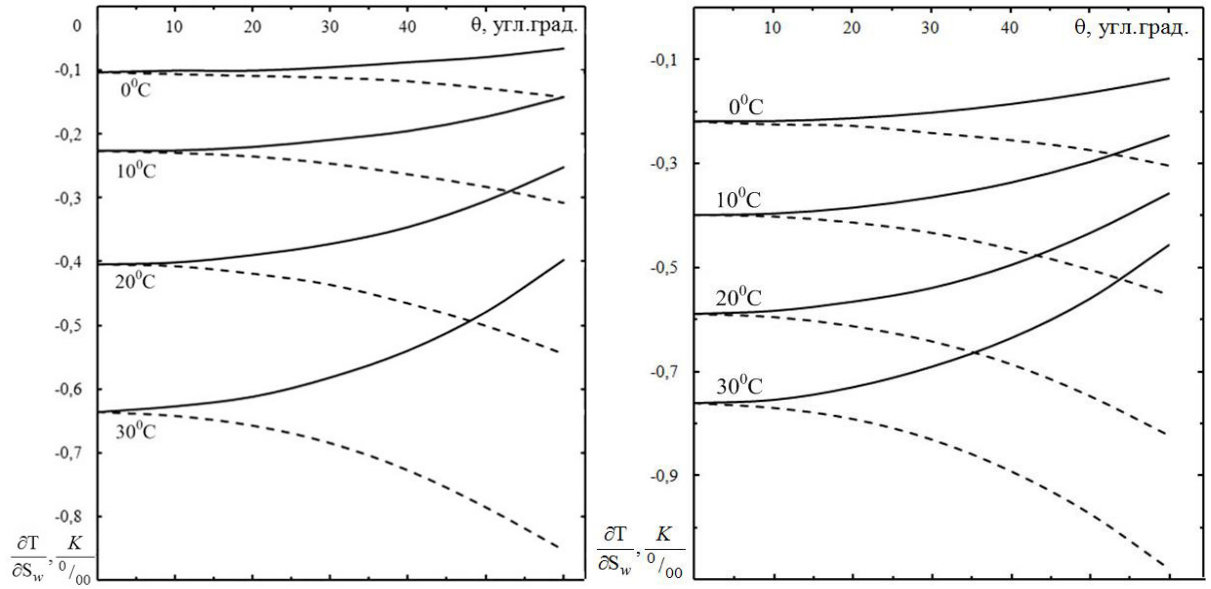


Рис. 2. *Чувствительность T_b к изменению солености S_w для разных акваторий (слева при S_w ~17.5‰, справа ~36‰). Вертикальная (пунктир) и горизонтальная поляризации, λ~21см.*

Специфическим для дециметрового диапазона спутниковой радиометрии, помимо повышенной чувствительности к вариациям солености, является необходимость учета влияния ионосферы [3,4]. В этом диапазоне при росте длины волны излучения все сильнее проявляется действие эффекта Фарадея, которое заключается в повороте плоскости поляризации излучения при прохождении через ионизированные слои атмосферы. Общая пространственно- временная вариативность радиационно-геофизической модели достаточно высока: при смене региона и сезона съемки меняются значения частных производных яркостной температуры, т.е. изменяется чувствительность, по температуре,

солености, скорости приводного ветра [3,4]. Графики на рис.2 иллюстрируют факт такой зависимости чувствительности радиояркостной температуры к изменению солености $\partial T_b / \partial S_w$ от параметра температуры поверхности T. Рассматривается вариант Черного моря (S_w~17.5‰) как пример т.н. морских солоноватых вод, и случай настоящих соленых морских и океанических вод при среднем значении S_w~36‰. Регионально-сезонный аспект радиационно-геофизической модели не исчерпывается зависимостями от температуры и солености. Особенности, которые накладывает на локальную модель характер местного биогенного состава поверхностных вод, и его сезонные вариации можно учесть, по-видимому, только путем набора статистики во время дополетных исследований и/или на начальном этапе полета спутника путем тренировки алгоритма на эталонных и калибровочных полигонах в разных регионах Мирового океана [3]. Наилучшим решением представляется сочетание выполнения этой задачи с одновременной отработкой авиационного прототипа спутникового радиометра во время испытательных полетов или подспутниковых экспериментов на калибровочных полигонах.

Исходя из анализа, выполненного в работе [4], наиболее интересным, для зондирования в L-диапазоне на предмет восстановления карты солености, представляется вариант измерений с опорой на канал вертикальной поляризации и в диапазоне углов зондирования от ~40 до 65° к надиру. Значение солености необходимо восстанавливать с точностью не хуже 0.3‰. Для измеряемой антенной температуры это означает требование флуктационной чувствительности не хуже 0.1-0.15 К. В попытках достичь таких показателей при приемлемых значениях пространственного разрешения были испытаны различные схемы построения радиометрических систем (РМС) [10]. Собственно L-диапазон является единственным микроволновым диапазоном спутникового зондирования, в котором были разработаны и испытаны на орбите все существующие на сегодняшний день конструкции РМС, включая трассовые, многолучевые апертурного синтеза, многолучевые панорамного типа и, даже, РМС со сканированием главного лепестка ДНА [10]. В процессе обработки и последующей конвертации данных дневных измерений восходящего радиоизлучения в геофизические параметры морской поверхности были отмечены многочисленные случаи повышения яркостной температуры в обширных районах Мирового океана. В очевидных случаях значительного превышения над естественным фоном эти данные подлежали программной отбраковке. Однако достаточно часто данные интерпретировались как области поверхностного опреснения в результате различных природных процессов, что не всегда соответствовало действительности. Значительная доля этих случаев, по нашему мнению, объясняется попаданием в ДНА приемной антенны солнечного СВЧ-излучения, рассеянного на шероховатостях взволнованной водной поверхности.

Теоретические и экспериментальные оценки

Для оценки величины возможного вклада “сверху” можно использовать модель гладкой границы раздела сред. При довольно узких ДНА, используемых в ДЗЗ, и углов встречи с поверхностью далеких от угла полного внутреннего поглощения (угла Брюстера) искомый максимум для обеих поляризаций можно оценить как результат распространения отраженного радиошумового сигнала вдоль центрального луча главного лепестка ДН приемной антенны в направлении “зеркального образа” источника:

$$\Delta(T_A)_{\max} = \frac{\Omega_S}{\Omega_A} A(\theta_c, \varphi_c) \cdot T_S \cdot r(\theta_c) \qquad (1)$$

где Ω_A - телесный угол приемной антенны, Ω_S - телесный угол Солнца на данной частоте (длине волны), T_S - радиояркостная температура Солнца, на данной частоте, усредненная по радиодиску Солнца, $r(\theta)$ - коэффициент Френеля (по мощности) в месте отражения от морской поверхности, и $A(\theta, \varphi)$ - коэффициент атмосферного пропускания вдоль всего пути данного луча сквозь атмосферу.

Как известно, угловой диаметр, телесный угол и яркостная температура Солнца в радиодиапазоне, наблюдаемые с Земли (с учетом фактора атмосферного ослабления) или радиотелескопами ИСЗ, зависят не только от взаимного положения светила и нашей планеты в течении года (годового эксцентриситета) и степени активности Солнца в период наблюдения. Присутствует также зависимость от частоты (длины волны), и, даже, от самой формулировки этих понятий. Чтобы избежать возможных неточностей и разночтений, в солнечной радиоастрономии (и вообще в радиоастрономии), в отличие от дистанционного зондирования Земли, принято оперировать понятием полного потока излучения $S(\lambda)$, которое не зависит от такого рода субъективных факторов. Однако, как важное теоретическое и иллюстративное понятие, понятие “радиояркостная температура” используется также достаточно широко. В радиодиапазоне (при $hf \ll k_b T$) связь между этими понятиями дается в форме закона Рэлея – Джинса [3]:

$$S(\lambda) = \frac{2k_b \cdot T_S}{\lambda^2} \Omega_S, \qquad (2)$$

где $h = 6.62 \cdot 10^{-34}$ *дж · сек* - постоянная Планка, $k_b = 1.38 \cdot 10^{-23}$ *дж · К*$^{-1}$ - постоянная Больцмана, видимый угол Солнца Ω_S измеряется в *стерад*, λ - в *метрах*, а $S(\lambda)$ - в единицах потока

($вт \cdot м^{-2} \cdot гц^{-1}$). Часто в различных работах и справочниках [9] используется приведение радиояркостной температуры к оптическому диску, т.е. среднему видимому телесному углу $\Omega_{\odot}$ равному ~0.223 *град*^{2} или $6.8 \cdot 10^{-5}$ *стер* и одновременно дается размер среднего относительного (к радиусу фотосферы $r_{\odot}$) радиорадиуса r. В практических разделах солнечной радиоастрономии применяется солнечная единица потока (СЕП или s.u., иногда s.f.u.):

$$1\,СЕП = 1 s.f.u. = 10^{-22}\,вт \cdot м^{-2} \cdot гц^{-1}. \tag{3}$$

Эксперименты показывают, что, несмотря на возможную круговую поляризацию от отдельных локальных источников, интегральный поток (от всего Солнца) солнечного радиоизлучения в СВЧ диапазоне практически деполяризован и образуется как за счет механизмов теплового излучения, так и в значительной мере за счет механизмов нетепловой природы [9,11,12]. С учетом (2), формулу (1) можно переписать в более удобную для использования форму:

$$\Delta(T_A)_{\max} = \frac{\Omega_S}{\Omega_A} A(\theta_c, \varphi_c) \cdot T_S \cdot r(\theta_c) = \frac{S \cdot \lambda^2}{2k_b \cdot \Omega_A} A(\theta_c, \varphi_c) \cdot r(\theta_c) \tag{4}$$

Анализ формулы (4), с учетом “медленной” изменчивости плотности потока в диапазоне 1.415 ГГц от ~50 до ~ 175 СЕП в течение ряда циклов солнечной активности (B-component+S-component без учета радиовсплесков) [9-12], показывает при приеме вблизи направления зеркального отражения вклад от солнечного потока, отраженного от гладкой или слабошероховатой водной поверхности может достигать нескольких (многих!) сотен градусов. Это тем более верно для относительно “узких” ДНА спутниковых радиометров (до 10° по уровню половинной мощности). Такие данные легко идентифицируются и подлежат отбраковке. Экспериментальные данные (Swift, 1974 и Wentz, 1978), приведенные в работе [1], подтверждают этот вывод и одновременно свидетельствуют о том, что при появлении волнения величина вклада существенно падает.

Для количественной оценки в случае взволнованной поверхности можно использовать т.н. “двухмасштабную” модель. Полученное при некоторых разумных допущениях выражение для расчета вклада отраженного излучения Солнца $\triangle(T_A)$ в измеряемую антенную температуру T_A в этом случае имеет вид:

$$\begin{aligned}\triangle(T_A) = \frac{T_S \cdot \Omega_S}{\Omega_A} \iint\limits_{\Omega_M} A(\xi_x, \xi_y) \cdot r_{в,г}(\xi_x, \xi_y) \cdot W_n(\xi_x, \xi_y) d\xi_x d\xi_y + \\ + \frac{T_S \cdot \Omega_S}{4\pi} \iint A(\xi_x, \xi_y) \cdot \nu_{в,г}^{диф}(\xi_x, \xi_y) \cdot W_n(\xi_x, \xi_y) d\xi_x d\xi_y,\end{aligned} \tag{5}$$

или, при использовании понятия о плотности потока радиоизлучения Солнца $S(\lambda)$:

$$\begin{aligned}\triangle(T_A) = \frac{S(\lambda) \cdot \lambda^2}{2k_b \Omega_A} \iint\limits_{\Omega_M} A(\xi_x, \xi_y) \cdot r_{в,г}(\xi_x, \xi_y) \cdot W_n(\xi_x, \xi_y) d\xi_x d\xi_y + \\ + \frac{S(\lambda) \cdot \lambda^2}{8\pi k_b} \iint A(\xi_x, \xi_y) \cdot \nu_{в,г}^{диф}(\xi_x, \xi_y) \cdot W_n(\xi_x, \xi_y) d\xi_x d\xi_y,\end{aligned} \tag{5a}$$

где первый интеграл описывает вклад зеркальной компоненты отражения (так называемое ”среднее поле”) от различных локальных площадок, отвечающих условию зеркального отражения для каждой такой “крупной волновой площадки” в пределах пятна от главного лепестка ДНА, и берется в конечных пределах, определяемых из граничных условий на пятне. Второе слагаемое – это интеграл, описывающий процесс усреднения по уклонам крупных волновых площадок (модуляции функцией уклонов крупных волн $W_n(\xi_x, \xi_y)$) СВЧ- излучения, рассеянного на мелкомасштабной ряби (в области применимости ММВ!), покрывающей каждую из этих площадок, и он берется в бесконечных пределах. Все подынтегральные выражения есть функции от углов к локальным нормалям и однозначно связаны, в свою очередь, с соответствующими уклонами крупных площадок (ξ_x, ξ_y). Функция плотности распределения уклонов ”крупных” площадок $W_n(\xi_x, \xi_y)$, как показывает предыдущий опыт и относительно недавние исследования [3-7], достаточно хорошо описывается классической формулой для двумерного нормального распределения (по крайней мере, для поверхностных волн длиннее 20÷25 см!). В целом, технология расчета рассеяния в квазизеркальной области по методу Кихгофа была разработана авторами ранее на основе сравнения теоретических и экспериментальных данных для радиоволн в диапазоне частот от 3 до 50 ГГц [6,7].

В августе 2007 г. и октябре 2009 г., в рамках комплексных экспериментов по дистанционному зондированию морской поверхности «CAPMOS’07» и «CAPMOS’09» [5], были получены новые данные по вкладу рассеянного солнечного излучения на частоте 1.42 ГГц (длина волны 21.1см). Эксперименты проводились в годы спокойного Солнца, были использованы малогабаритные узкополосные супергетеродинные СВЧ радиометры L-диапазона с применением неподвижной рупорно-линзовой антенны на вертикальной поляризации. Измерения шли непрерывно в течение нескольких суток. Антенна была направлена на морскую поверхность под фиксированным углом 57° относительно надира для центрального луча диаграммы. Ширина диаграммы направленности на рабочей частоте

Астрахань, 5-7 октября 2021. ISBN 978-5-905278-48-8. DOI: 10.25210/armimp-2021

составляла примерно 32.5° по уровню половинной мощности (очень широкая ДНА!). Модельные расчеты вклада Солнца в принимаемое излучение были выполнены вышеописанным вариантом метода Кирхгофа в предположении развитости волнения и с учетом фактической ДНА до уровня 0.1 по мощности. В качестве источника оперативной информации о величине потока солнечного радиоизлучения в данном диапазоне были использованы данные международной Службы Солнца (радиообсерватории Palehua (PALE), Learmonth (LEAR), Sagamore_Hill (SGMR) и San_Vito (SVTO)) [11]. Среднедневная плотность потока солнечного радиоизлучения колебалась за общее время измерений (6 дней с 22.10 по 27.10.2009) от 53 до 63 СЕП при среднем значении в 58 СЕП. На рис.3 на фоне экспериментальных данных за 23 октября 2009 года приводятся данные расчета величины вклада отраженного солнечного радиоизлучения для трех значений скорости приводного ветра на стандартной высоте равной 19.5 метра: 1) V=5м/с (темно-синяя кривая); 2) V=10м/с (коричневая); 3) V=15м/с (красная). Плотность потока во время измерений составляла около 56 СЕП, температура воды показывала слабый рост от 16 до 17.5°С, соленость была практически неизменной и равной 17.9 промилле, отмечена сильная зашумленность теплового сигнала от нескольких близко расположенных станций мобильной связи (см. рис.3).

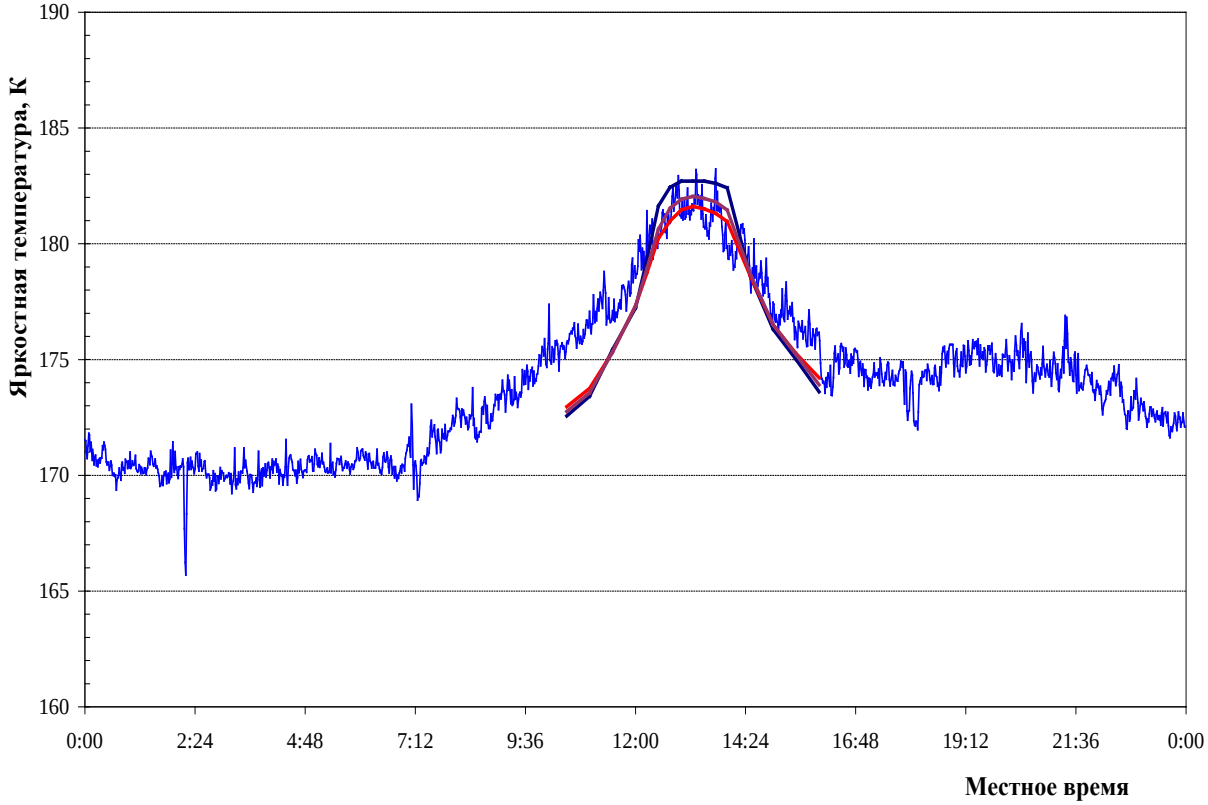


Рис. 3. *Сравнение теоретически рассчитанных и экспериментальных данных по прохождению отраженного Солнца через диаграмму направленности приемной антенны (23.10.2009г., λ=21.1см, вертикальная поляризация).*

Сравнение экспериментальных данных и результатов модельных расчетов показывает, что разработанный ранее вариант метода Кирхгофа достаточно хорошо описывает закономерности рассеяния в квазизеркальной области и для дециметрового диапазона радиоволн. По крайней мере, в диапазоне 1-3 ГГц общий характер и максимальное значение вклада радиоизлучения Солнца в принимаемое излучение передаются вполне достоверно. Например, сравнение расчетных кривых и данных эксперимента (рис.3) свидетельствует о том, что состояние поля крупномасштабных шероховатостей по принятой модели развитого волнения соответствует величине разгонного ветра (на стандартной высоте 19.5 м) приблизительно в 12.5 ± 1.5 м/с. Сверка с метеоданными подтвердила, что с 8 часов местного времени до 18-00 сила ветра действительно колебалась от 11 до 14 м/с при установившимся характере волнения. Вместе с тем, несмотря на весьма широкую ДНА, отчетливо наблюдаются заметные расхождения между результатами расчетов и экспериментальными данными на склонах “солнечного пика”, т.е. при выходе за пределы “квазизеркальной” области (±20º от зеркального направления). Ранее предполагалось устранить эти расхождения учетом вклада от диффузной компоненты [1-3,12], рассчитанного по методу малых возмущений (ММВ), см. формулы (5). Такая оценка была сделана путем использования классических

для метода ММВ формул Ву и Фанга, модифицированных А.А. Шутко в своей работе [2], и, затем выполнена вторично на основе материалов известной работы [8]. Для *S*=56 СЕП и других данных, совпадающих с условиями эксперимента, эта величина не превышает 0.12-0.15К, а для *S*=170 СЕП, соответственно, 0.4-0.5К. Исходя из требований по точности восстановления показателей солености (см.выше рис.2) эти моменты необходимо учитывать в процессе обработки данных измерений. Вместе с тем это никак не помогает в попытке объяснения картины рассеяния при переходе от квазизеркальной области к диффузному “плато” и совершенствованию общей модели расчетов. Ясно, что надо научиться описывать закономерности рассеяния радиоволна на поверхностных шероховатостях, и, в промежуточном, по отношению к крупномасштабному и мелкомасштабному поверхностному волнению, случаю. В качестве такого рабочего варианта, расширяющего возможности метода Кирхгофа, было решено применить эвристический подход к описанию общей картины рассеяния (см. рис. 4).

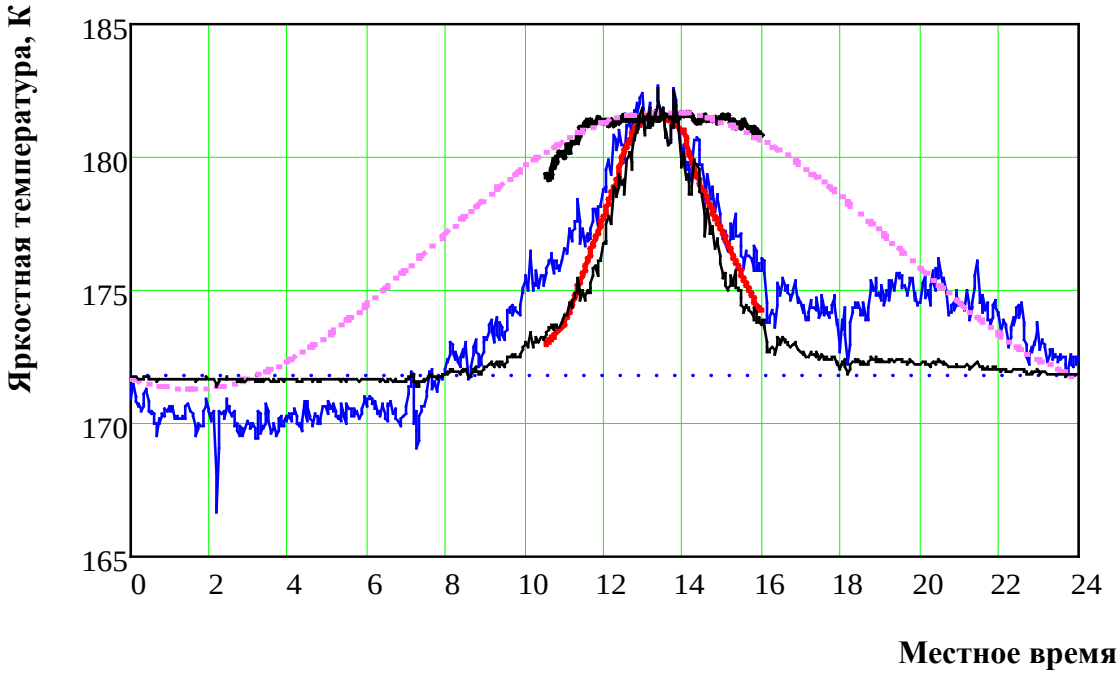


Рис. 4. *Графическая иллюстрация предлагаемого эвристического подхода.*

На первом этапе было найдено отношение амплитуд теоретической и экспериментальной кривых. Форма кривой этого отношения дала основание выдвинуть гипотезу о том, что разница между теорией и экспериментом определяется кривой, аналогичной функции отклонения углов Солнца от центрального положения, в котором достигается максимальная величина вклада. Эта функция представляет собой тригонометрическую кривую (синус или косинус) с периодом, равным суткам. На втором этапе была подобрана такая тригонометрическая функция, начальное и конечное значения которой совпадают с начальным и конечным значением экспериментальной кривой, а центральная часть совпадает с функцией отношений амплитуд теоретической и экспериментальной кривых. На третьем этапе было найдено отношение экспериментальной кривой и тригонометрической функции. Результат получился близким к теоретической кривой как на заранее построенном центральном участке, так и на периферийных участках, где теоретическую кривую не строили, но ее поведение можно было прогнозировать.

На рис. 4 показаны основные этапы построения эвристического решения. Экспериментальная кривая показана синим цветом, теоретическая кривая – красным, отношение амплитуд теоретической и экспериментальной кривых – жирная черная кривая, тригонометрическая функция показана пурпурным штрих-пунктиром, прямая, соединяющая концы экспериментальной кривой показана синими точками, отношение экспериментальной кривой и тригонометрической функции дано тонкой черной кривой. В тексте доклада не приведены соответствующие формулы. Причиной этого, после анализа качества первичных данных, является вывод о необходимости повторения описанных экспериментов с целью набора соответствующей статистики. При этом необходимо использовать одну или несколько антенн с существенно более узкими ДНА, тщательно контролировать различные угловые соотношения, учитывать сопутствующую волнографическую информацию и т.д. Важным моментом представляются процедуры по оценке влияния различных паразитных факторов. Требуется, например, разрешить вопрос с возможным дополнительным вкладом от солнечного радиоизлучения, отраженного от элементов конструкции платформы и попадающего затем на зондируемый участок поверхности.

Выводы

В качестве выводов в данном докладе авторы сформулировали следующие положения:
Вклад рассеянного на морской поверхности солнечного СВЧ- излучения L-диапазона в антенную температуру может составлять от десятых долей до нескольких сотен градусов Кельвина. Этот факт следует учитывать при разработке алгоритмов измерения и последующей обработки данных дневного зондирования. При высоких требованиях к погрешности восстановления значения параметра солености (см.выше), например, необходимо учитывать даже диффузную составляющую такого рассеяния. При этом следует использовать не модельные, а полученные от Службы Солнца текущие (фактические) значения плотности потока на момент измерения. Для получения конечного продукта с минимальной погрешностью предпочтителен режим ночной съемки. При зондировании с борта ИСЗ в этом случае также становится минимальным искажающее влияние ионосферы.
При объяснении экспериментальных данных, полученных на длине волны ~ 21.23см (1.413ГГц), был применен вариант метода Кирхгофа, развитый ранее авторами для диапазона частот 3-50 ГГц. Сравнение экспериментальных данных и результатов модельных расчетов показывает, что используемый вариант метода Кирхгофа достаточно хорошо описывает закономерности рассеяния в квазизеркальной области и для дециметрового диапазона радиоволн. По крайней мере, в диапазоне 1-3 ГГц общий характер и максимальное значение вклада радиоизлучения Солнца в принимаемое излучение передаются вполне достоверно. Вместе с тем, показано, что остаются заметные расхождения между результатами расчетов и экспериментальными данными на склонах “солнечного пика”, которые не удается устранить даже введением диффузной компоненты, рассчитанной по методу ММВ. В качестве рабочего варианта, расширяющего возможности метода Кирхгофа на интервал размеров шероховатостей, промежуточный по отношению к крупномасштабному и мелкомасштабному волнению, был продемонстрирован эвристический подход к описанию картины рассеяния радиоволн на взволнованной поверхности моря. Данный подход можно считать вполне перспективным, однако для его корректного оформления необходим значительно больший объем экспериментального материала, полученный по согласованной методике на радиочастотах, непрерывно используемых Службой Солнца в своем мониторинге солнечной активности.
Работа выполнена в рамках ГЗ по теме 0030-2019-0008 “Космос” и частично по грантам РФФИ 20-07-00200А и 20-02-00703А.

Список литературы

1. Ulaby F.T., Moore R.K., Fung A.K. Microwave remote sensing, active and passive. L.: Addison Wesley Publ. Comp., V.1-3, 1992.
2. Шутко А.М. СВЧ – радиометрия водной поверхности и почвогрунтов. М.: Наука, 1986, 192с.
3. Кутуза Б.Г., Данилычев М.В., Яковлев О.И. Спутниковый мониторинг Земли: Микроволновая радиометрия атмосферы и поверхности //М.: Ленанд, 2016г., 338с.
4. Данилычев М.В., Кутуза Б.Г., Мошков А.В., Смирнов М.Т. Использование L-диапазона в спутниковой СВЧ - радиометрии морской поверхности //Физические основы приборостроения. 2018. т.7. № 1(27). с.46-53.
5. Кузьмин А.В., Горячкин Ю.А., Ермаков Д.М. и др. Морская гидрографическая платформа “Кацивели” как подспутниковый полигон на Черном море //Иследование Земли из космоса, 2009, №1, с.31-44.
6. Danilytchev M.V., Kutuza B.G., Nikolaev A.G. The Application of Sea Wave Slope Distribution Empirical Dependencies in Estimation of Interaction Between Microwave Radiation and Rough Sea Surface //IEEE TGRS, February 2009, V.47, N.2, IGRSD2, ISSN 0196-2892, pp.652-661.
7. Данилычев М.В., Кутуза Б.Г., Николаев А.Г. Использование метода Кирхгофа для практических расчетов в микроволновой радиометрии взволнованной морской поверхности //Радиотехника и Электроника, М., 2009, т.54, № 8, с. 915-926.
8. Калмыков А.И., Лемента Ю.А., Островский И.Е., Фукс И.М. Энергетические характеристики рассеяния радиоволн УКВ диапазона взволнованной поверхностью моря //Препринт №71, 1976, Харьков, ИРЭ АН УССР, 60с.
9. Крюгер А. Солнечная радиоастрономия и радиофизика. М.: Мир, 1984, 470с.
10. Данилычев М.В., Кравченко В.Ф., Кутуза Б.Г., Чуриков Д.В. Спутниковые СВЧ радиометрические комплексы дистанционного зондирования Земли. Современное состояние и тенденции развития // Физические основы приборостроения, 2014, т.3, №1, с.3-25.
11. http://www.ngdc.noaa.gov Solar- Geophysical Data reports. //NOAA's National Geophysical Data Center (NGDC), Boulder, Colorado, USA,1989-2012.
12. Смирнов М.Т., Данилычев М.В. Анализ вклада радиоизлучения спокойного Солнца в тепловое излучение морской поверхности в L-диапазоне //Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса, ИКИ РАН, т. 8, № 3, стр. 33-37, 2011.

CONTRIBUTION OF THE SUN'S RADIO EMISSION TO THE RADIATION OF THE SEA SURFACE IN THE L-BAND

Danilychev M.V., Smirnov M.T., Vesnik M.V., Kutuza B.G.

Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics (IRE) of RAS
dan496@yandex.ru, smirnov@ire.rssi.ru, vesnik@cplire.ru, kutuza@cplire.ru

The features of accounting for the contribution of the microwave radio emission of the Sun in the L-band scattered on the roughness of the agitated sea surface to the measured antenna temperature during radiometric studies of the ocean atmosphere system are discussed. The limiting case of an ideally smooth surface and the situation of surface waves corresponding (assuming developed waves) to a near-surface wind speed of 10-15 m / s are considered. When explaining the experimental data obtained at a wavelength of ~ 21.23 cm (1.413 GHz), a version of the Kirchhoff method developed earlier by the authors for the frequency range 3-50 GHz is used. It is based on the results of experiments on studying the regularities of scattering of radio waves in this range in the region of quasi-specular scattering. Comparison of the experimental data and the results of model calculations shows that the used version of the Kirchhoff method describes well enough the regularities of scattering in the quasi-mirror region and for the decimeter range of radio waves. At the same time, it was shown that significant discrepancies remain between the calculation results and experimental data on the slopes of the "solar peak", which cannot be eliminated even by introducing a diffuse component calculated by the small perturbation method (SMP). This requires obtaining new experimental data and a corresponding refinement of the calculation model. As a working version, expanding the capabilities of the Kirchhoff method, a heuristic approach to describing the picture of radio wave scattering in the wavelength interval intermediate with respect to large-scale and small-scale surface waves is demonstrated.
Key words: microwave radiation, L-band, sea surface, salinity, the Sun

ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ ПРОЦЕССОВ

зав. отделом инфракрасной спектроскопии НИО-1, д.т.н., проф. Вагин В.А., с.н.с., Хорохорин А.И., аспирант Ступин И.А.

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН
s2pin@rambler.ru

Рассматривается электронная система регистрации быстропротекающих (импульсных) процессов. Предложена схема построения такой системы и ее возможные параметры. Временное разрешение 100 пикосекунд может быть достигнуто «прямым» методом, когда сигнал детектора оцифровывается скоростным АЦП с частотой более 10 ГГц. Потребляемая мощность таких АЦП составляет несколько Ватт. Потребление можно резко сократить, используя метод масштабно-временного преобразования, когда сэмплирование происходит в гигагерцовом диапазоне с помощью массива устройств выборки-хранения (УВХ), а оцифровка в темпе нескольких десятков МГц. В работе предлагается проводить чтение АЦП, калибровку и обмен с ноутбуком с помощью высокопроизводительного двухъядерного ARM- микроконтроллера с функциями DSP вместо традиционной ПЛИС.
Ключевые слова: импульсный процесс, масштабно-временное преобразование, массив УВХ, сэмплирование, калибровка, микроконтроллер

Введение

Дистанционная диагностика различных динамических (импульсных) процессов крайне затребована в физико-химических исследованиях, металлургии, исследованиях материалов, подвергающихся ударным нагрузкам и т. п. Частотный диапазон измеряемых сигналов простирается от Кгц до нескольких ГГц. Рассмотрим построение электронных систем, решающих эти задачи.

Методы измерения импульсов в пикосекундном диапазоне достаточно известны [1]. Временное разрешение 100 пикосекунд может быть достигнуто «прямым» методом, когда сигнал детектора

оцифровывается скоростным АЦП, например ADC12DJ5200(TI) с частотой 10,4 ГГц и далее читается с помощью модуля захвата данных TSW14J58EVM(TI). Но это затратный путь. Потребляемую мощность и стоимость можно сократить, если сэмплировать сигнал на частоте 5ГГц и выше, а оцифровывать его с частотой в несколько десятков МГц. Этот метод [2] - «метод масштабно-временного преобразования». Сэмплирование (выборка и хранение) сигнала происходит на массиве УВХ (SCA), а оцифровка с помощью АЦП с частотой запуска 33МГц. Физика работы SCA в связке с АЦП и ПЛИС(FPGA) и корреляция ошибок, вносимых аналоговой памятью на SCA описана в работе [3].
Модули сбора данных (DAQ), использующие SCA, отличаются частотой сэмплирования, временным разрешением, полосой входного сигнала, разрядностью, числом каналов, длиной SCA, требованиями к калибровке. В каждом модуле используется ПЛИС для коммутации связей, считывания кода АЦП, калибровки, хранения данных и обмена с персональным компьютером.
Наиболее известен модуль DRS4 (Paul Scherrer Institute, Switzerland). SCA, в этом модуле УВХ при записи коммутируется кольцом логических вентилей (Рис.1). Логический 0(1) в этом кольце распространяется быстрее, чем в типовом сдвиговом регистре. Минимальное время задержки пары вентилей составляет 0,2 нс. При чтении УВХ коммутируется сдвиговым регистром. Значения напряжений на конденсаторах УВХ поочерёдно поступают на вход АЦП. Каждая элементарная ячейка аналоговой памяти отличается величиной смещения, коэффициентом передачи и величиной задержки. Это является источником шума, который можно снизить калибровкой. Более того, каждая предыдущая запись в массив аналоговой памяти оставляет отпечаток в последующей. При правильной калибровке [3] рекомендуется делать «продув» памяти, предваряя запись пустым циклом через закорачивание конденсаторов массива, исключая тем самым «духи», которые могут нарушать форму сигнала.
На рис. 2 показана структурная схема отладочной платы DRS4. Переход от 50-Ом-ного недифференциального входа к дифференциальному осуществляется драйвером THS4508(TI). Аналоговые ключи перед драйвером - ADG901 (AnalogDevices) используются для калибровки по времени. Напряжения калибровки по напряжению смещения и коэффициенту передачи формируются 16-битным DAC. Диапазон входного сигнала по переменному току составляет 1 В от пика до пика. АЦП для чтения аналоговой памяти - 14-битный AD9245 (AD) в паре с FPGA (Xilinx® Spartan 3). Мост USB - CypressCY2C68013A. ПЛИС(FPGA) – это «три в одном флаконе» - коммутатор связей, ARM микроконтроллер + DSP микроконтроллер.

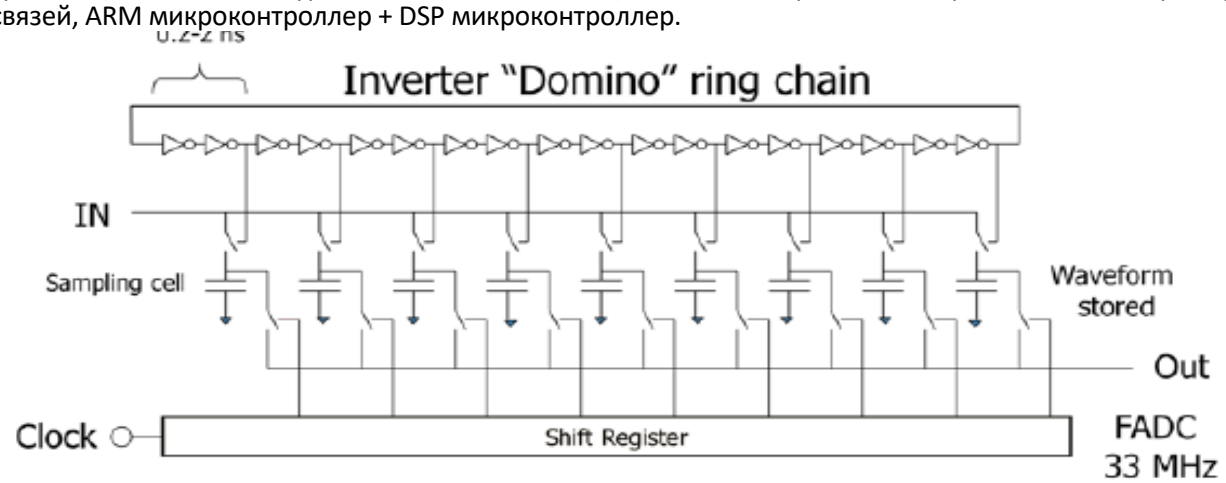


Рис. 1. *Упрощённая схема SCA модуля DRS4 для одного канала.*

В работе предлагается несколько иное решение.
В системе сбора данных (DAQ) FPGA даёт решительное преимущество, если планируется перепрограммирование связей для подстройки под задачу. В минимальной конфигурации DAQ FPGA совсем не обязательна. Чтение данных с АЦП с последующей передачей в PC можно производить с помощью микроконтроллера. Основное ограничение «dead time» связано с низкой частотой (33МГц) дискретизации АЦП, который подключён к мультиплексору DRS4. Функции FPGA можно переложить на PC (калибровку, хранение таблиц). Сегодняшний уровень производительности и многозадачности микроконтроллеров позволяет, если нет необходимости перепрограммировать связи, заменить FPGA двуядерным микроконтроллером с функциями DSP, необходимыми для калибровки без увеличения "deadctime". В любом случае чтение одного канала и запись его данных в ОЗУ составляет 30 мкс.
Предлагаемая структурная схема DAQ с DRS4 и двухъядерным ARM микроконтроллером STM32H747iiT6 с функциями DSP представлена на Рис.3.
Данные АЦП поступают 14-битным параллельным кодом на вход интерфейса DCMI (цифровой камеры) микроконтроллера (МК) и далее в его ОЗУ в режиме DMA.

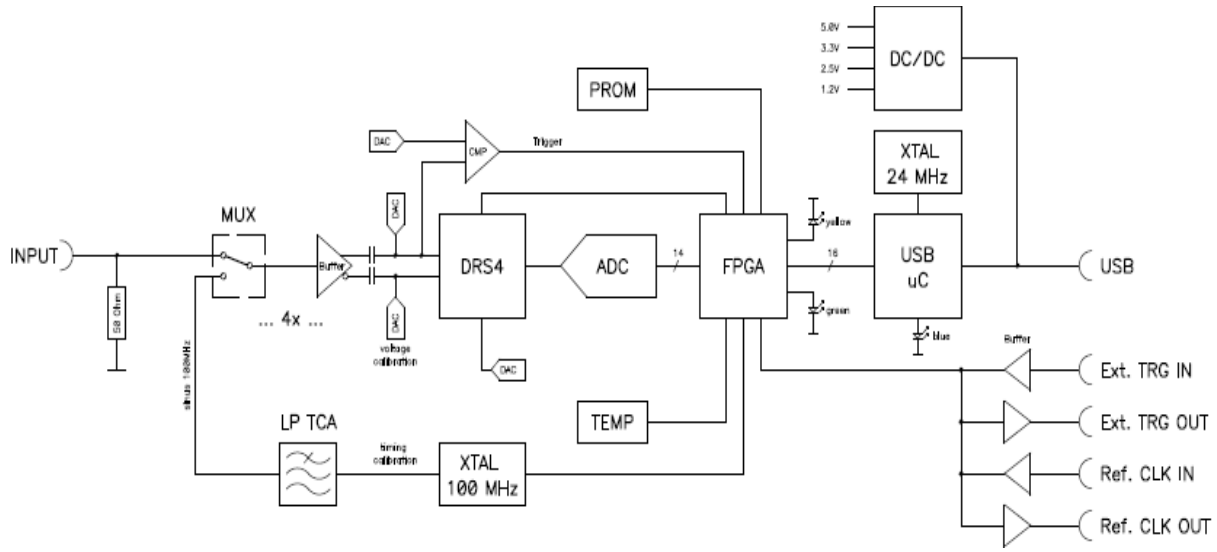


Рис. 2. *Структурная схема отладочной платы DRS4.*

Термометр TEMP «толкает» процесс калибровки при изменении температуры на управляемое значение. Тип моста USB определяется библиотекой ftd2xx, используемой при подключении программы-обработчика (PulseView) данных DAQ под W7/W10 на ноутбуке. Программа калибровки по методике [3] обеспечивает временное разрешение менее 1пикосек.

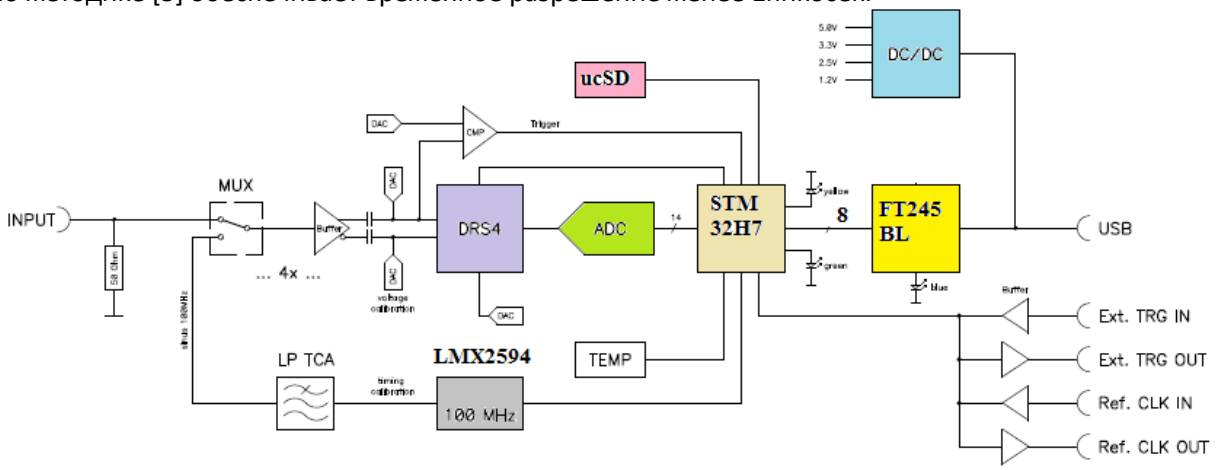


Рис. 3. *Структурная схема DAQ с двухъядерным ARM микроконтроллером.*

Отсчёты АЦП и таблицы калибровки хранятся на карте типа microSD ёмкостью 32 Гбайт и файловой системой FAT32. Файлы данных с расширением dat/txt могут быть прочитаны соответствующей подпрограммой микроконтроллера и выведены на экран ноутбука.

Выводы

В работе предлагается развитие метода масштабно-временного преобразования с применением ARM-микроконтроллера для целей считывания данных, калибровки массива УВХ и связи с ноутбуком, что можно рассматривать как альтернативу применения ПЛИС, сокращая тем самым трудоёмкость разработки и стоимость DAQ.

Работа выполнена в рамках госзадания в соответствии с Программой фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013-2020 годы (номер темы № 0057-2019-0006).

Список литературы

1. У. Юсупалиев, Н. В. Радомский, С. А. Шутеев, В. А. Коковин, П. У. Юсупалиев, Измерение интервала времени с пикосекундным разрешением для системы "лазер — время позиционно-чувствительный детектор излучения // Прикладная физика № 5, 2009
2. Е.А. Пурыга, С.В. Иваненко, А.А. Лизунов, А.Д. Хильченко, А.Н. Квашнин, П.В. Зубарев, Д.В. Моисеев, Быстродействующий регистратор на основе технологий масштабно-временного преобразования для диагностики томсоновского рассеяния на установке ГДЛ // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 2018, т. 41, вып. 2, с. 77—88.
3. D. A. Stricker-Shaver, S. Ritt and B. J. Pichler, Novel Calibration Method for Switched Capacitor Arrays Enables Time Measurements with Sub-Picosecond Resolution // http://dx.doi.org/10.1109/TNS.2014.2366071.
4. DRS4 Evaluation Board User’s Manual. Last revised: June 25, 2021. https://www.radec.ch/product-page/drs4-evaluation-board

FEATURES OF AN ELECTRONIC SYSTEM FOR MEASURING PULSE PROCESSES

Head of Infrared Spectroscopy department, PhD Vaguine V.A.,
Senior researcher, Khorokhorin A.I., Postgraduate, Stupin I.A.

Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation of RAS
s2pin@rambler.ru

The electronic registration system for measuring pulse processes is considered. A scheme for constructing such a system and its possible parameters is proposed. The time resolution of 100 picoseconds can be achieved by the "direct method", when the detector signal is digitized by a high-speed ADC with a frequency of more than 10 GHz. The power consumption of such ADCs is several watts. Consumption can be drastically reduced using the method of time-scale transformation, when sampling occurs in the gigahertz range using an array of sampling-storage devices and digitization at a rate of several tens of MHz. The paper suggests reading the ADC, calibration and exchange a laptop to carry out with the help of a high-performance dual-core ARM-microcontroller with the functions of a digital signal processor instead of the traditional FPGA.
Keywords: impulse process, time-scale transformation, array of sampling-storage, sampling, calibration, microcontroller.

ПОЛУЧЕНИЕ СФЕРИЧЕСКИХ НАНО-ЧАСТИЦ КАРБИДА БОРА, ИНКАПСУЛИРОВАННЫХ В ГРАФИТОВУЮ ОБОЛОЧКУ

аспирант Павлов И.С.[1], заведующий лабораторией, к.ф-м.н. Васильев А.Л.[1], в.н.с., к.ф-м.н. Зинин П.В.[2], заведующий лабораторией Макрокинетики неравновесных процессов, д.ф.-м.н., Бармина Е.В.[3], г.н.с., д.ф.-м.н. Шафеев Г.А.[3,4]

[1]ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН
[2]НТЦ Уникального приборостроения РАН
[3] Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
[4] Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ"
ivan.pavlov.shubn@gmail.com

В работе, впервые, предложен метод увеличения эффективности генерации сферических нано-частиц B_4C путем добавления в реакцию углерода, который изначально не участвует в формировании молекул и кристаллических фаз с диспергирующей средой и бором. Рентгенофазовый анализ и просвечивающая электронная микроскопия показали, что лазерная абляция аморфной мишени BC_3 в окружении H_2O приводит к формированию сферических нано-частиц карбида бора и борной кислоты. Средний радиус частиц 500-700 нм.
Ключевые слова: бор-нейтронозахватная терапия, карбид бора, лазерная абляция, рентгенофазовый анализ, просвечивающая электронная микроскопия.

Введение

Бор-нейтронозахватная терапия основана на способности атомов бора вступать в реакцию с нейтронным излучением формируя высокоэнергичные альфа-частицы и ядра Li. При адресной доставке бора альфа-частицы способны разрушать раковые клетки [1]. Согласно литературным данным, использование не свободного бора, а борсодержащих нано-частиц, к примеру карбидов бора, предпочтительнее, так как это может способствовать увеличению концентрации препарата, адресно доставляемого к раковым клеткам [2]. А также, бор в естественных условиях может

окисляться, формируя H_3BO_3, который является токсичным для организма [3]. Таким образом, разработка технологии получения нано-частиц карбида бора является актуальной задачей.
В работах [4,5] продемонстрирован способ получения нано-частиц карбида бора инкапсулированных в графитовую оболочку методом лазерной абляции нано-частиц бора растворенных в этилацетате. Однако, согласно фазовой диаграмме [6], в отсутствии углерода и при нормальном давлении бор кристаллизуется в β-фазу. При добавлении углерода вплоть до 8% кристаллы должны представлять собой смесь бора и карбида бора с ромбоэдрической кристаллической структурой.
Таким образом, для повышения концентрации получаемых нано-частиц карбида бора и уменьшения концентрации вредоносных фаз необходимо увеличивать концентрацию углерода, участвующего в реакции.
Для того чтобы проверить, способен ли углерод, который изначально не формирует устойчивых фаз с бором и диспергирующей средой, добавленный в реакцию, участвовать в образовании карбида бора, был проведен эксперимент, в котором в качестве мишени для лазерной абляции использовалась пластина аморфного спрессованного BC_3. Для чистоты эксперимента, в качестве диспергирующей среды использовалась обыкновенная дистиллированная вода, декомпозиция которой, не приведет к появлению свободных атомов С.

Рентгенофазовый анализ и просвечивающая электронная микроскопия

Полученный после синтеза порошок исследовался методами рентгенофазового анализа (РФА) и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Спектры РФА показали наличие в образце фаз графита, карбида бора и борной кислоты (рис. 1). Наличие H_3BO_3 может быть объяснено декомпозицией H_2O во время реакции. Использование диспергирующей среды с меньшей концентрацией кислорода, к примеру этилацетата, должно уменьшить количество получаемой борной кислоты и увеличить концентрацию получаемого B_4C за счет присутствия углерода, участвующего в синтезе.

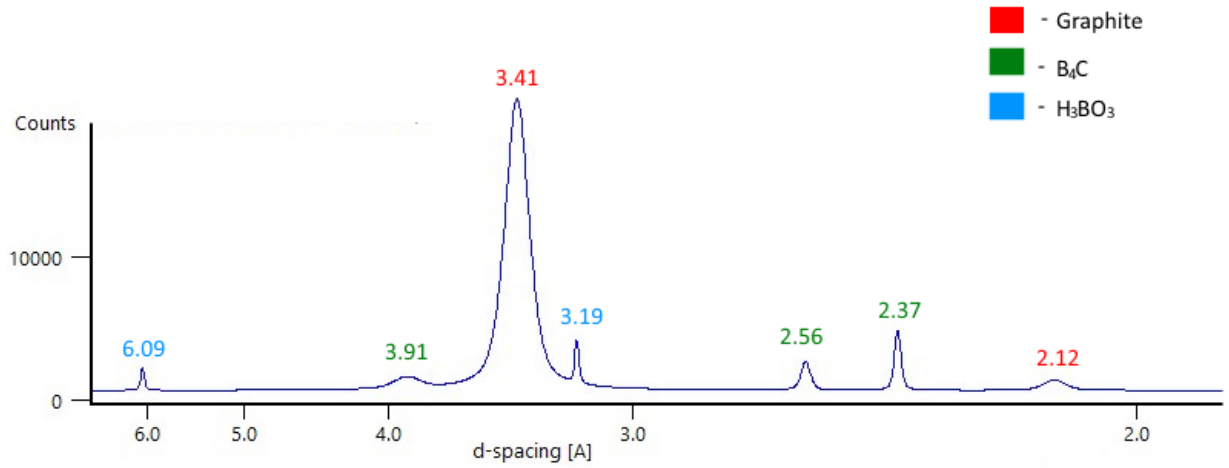


Рис. 1. *РФА спектр порошка B-C. Пики, отмеченные красным цветом, принадлежат графиту; зелёными - B_4C; бирюзовым – H_3BO_3.*

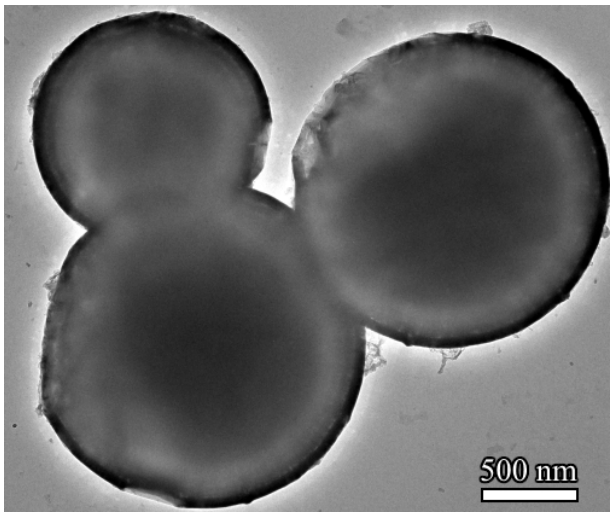


Рис. 2. *ПЭМ изображение сферических частиц B_4C.*

На ПЭМ изображении видно, что частицы B_4C имеют сферическую форму и окружены графитовой оболочкой, их радиус - 500-700 нм (рис. 2). Предполагается, что один из возможных путей уменьшения размеров этих частиц - использование коллоидных растворов B-C вместо массивной мишени [4,5].

Таким образом, было показано, что добавленный в диспергирующую среду углерод, который изначально не участвуют в формировании молекул и кристаллических фаз, способен вступать в реакцию с частицами бора для образования ромбоэдрической фазы B_4C. Использование этого метода в совокупности с углеродосодержащими растворителями, вероятно, может значительно увеличить эффективность генерации наночастиц карбида бора и снизить концентрацию получаемой борной кислоты.

Выводы

В заключении, проведенный эксперимент показал, что лазерная абляция углеродосодержащих мишеней бора способствует формированию сферических наночастиц карбида бора, инкапсулированных в графитовую оболочку.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ для государственной поддержки молодых ученых-докторов наук МД-3790.2021.1.2.

Список литературы

1. Rolf F. Barth, Albert H. Soloway, and Ralph G. Fairchild. Boron Neutron Capture Therapy of Cancer 1990.
2. M.W. Mortensena , P.G. Sørensenb , O. Bjo¨rkdahlb , M.R. Jensenb , H.J.G. Gundersenc , T. Bjørnholm. Preparation and characterization of Boron carbide nanoparticles for use as a novel agent in T cell-guided boron neutron capture therapy 2006.
3. E. Siegel and S. Wason, Pediatr. Clin. North Am. 33, 363 1986.
4. Yoshie Ishikawa, Yoshiki Shimizu, Takeshi Sasaki, and Naoto Koshizak. Boron carbide spherical particles encapsulated in graphite prepared by pulsed laser irradiation of boron in liquid medium 2007.
5. Yoshie Ishikawa · Qi Feng · Naoto Koshizaki. Growth fusion of submicron spherical boron carbide particles by repetitive pulsed laser irradiation in liquid media 2010.
6. M. Beauvy. Stoichiometric limits of carbon-rich boron carbide phases; Journal of the Less-Common Metals, 90(1983) 169-175.

OBTAINING SPHERICAL GRAPHITE ENCAPSULATED NANOPARTICLES OF BORON CARBIDE

PhD student Pavlov I.S.[1], Head of the electron microscopy laboratory, PhD Vasiliev A.L.[1], Senior researcher, PhD Zinin P.V.[2], Head of the laboratory of Wave Research Center, Dr. Habil. E. V. Barmina[3], Principal researcher Prof. G. A. Shafeev[3,4]

[1]FSRC "Crystallography and Photonics" RAS
[2]STC of unique instrumentation of the RAS
[3]Prokhorov General Physics Institute of the RAS
[4]National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute)
ivan.pavlov.shubn@gmail.com

In this research, for the first time, we proposed the method for the enhancing the efficiency of spherical nanoparticles B_4C generation by adding carbon that initially does not form any molecules and crystalline phases with dispersing medium and boron to reaction. XRD analysis and transmission electron microscopy demonstrated that laser ablation of BC_3 target in H_2O ambient contributes to the formation of spherical nanoparticles boron carbide and boron acid. The average radiuses of the particles were of 500-700 nm.

Keywords: neutron capture therapy, boron carbide, laser ablation, XRD, transmission electron microscopy

МНОГОФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ СИСТЕМЫ НА АИГ:ND^{3+}

ведущий инженер Алампиев М.В., к.т.н., с.н.с. Ляшенко А.И., инженер-исследователь Володина Е.М.

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН
alexs1407@yandex.ru, volodina.keit@mail.ru

Рассмотрены отличительные особенности работы многофункциональных лазерных систем на АИГ:Nd^{3+} (МЛС), предназначенных для проведения спектроскопических исследований по флуоресцентным методикам. Представленные МЛС работают в режимах модуляции добротности резонаторов с перестройкой таких выходных параметров, как длина волны излучения, энергия и длительность моноимпульсов.
Обсуждаются возможные направления дальнейшего развития МЛС.
Ключевые слова: лазерная система на АИГ:Nd^{3+}, модуляция добротности резонатора, высшие и суммарные гармоники.

Введение

Развитие моноимпульсных твердотельных лазеров и лазерных систем идет по нескольким направлениям. Так, лазеры с диодной накачкой активных элементов вместо ламповой накачки незаменимы, если от лазеров требуется большой ресурс, повышенная стабильность выходных параметров, низкий уровень электромагнитных помех, холодоустойчивость [1]. Лазерные системы по гибридной схеме сочетают задающий лазер с диодной накачкой с уникальными выходными параметрами такими, как субнаносекундная длительность моноимпульсов, одномодовый состав излучения, и усилители с ламповой накачкой [2,3]. Появляются также многолучевые лазерные системы, использующие методы нелинейной оптики такие, как генерация высших гармоник и внутрирезонаторная параметрическая генерация, позволяющие дискретно изменять длину волны выходящего излучения [4]. Все эти системы часто называют многофункциональными лазерными системами (МЛС) [5,6]. В настоящей работе представлены два варианта МЛС, в создании которых авторы принимали непосредственное участие.

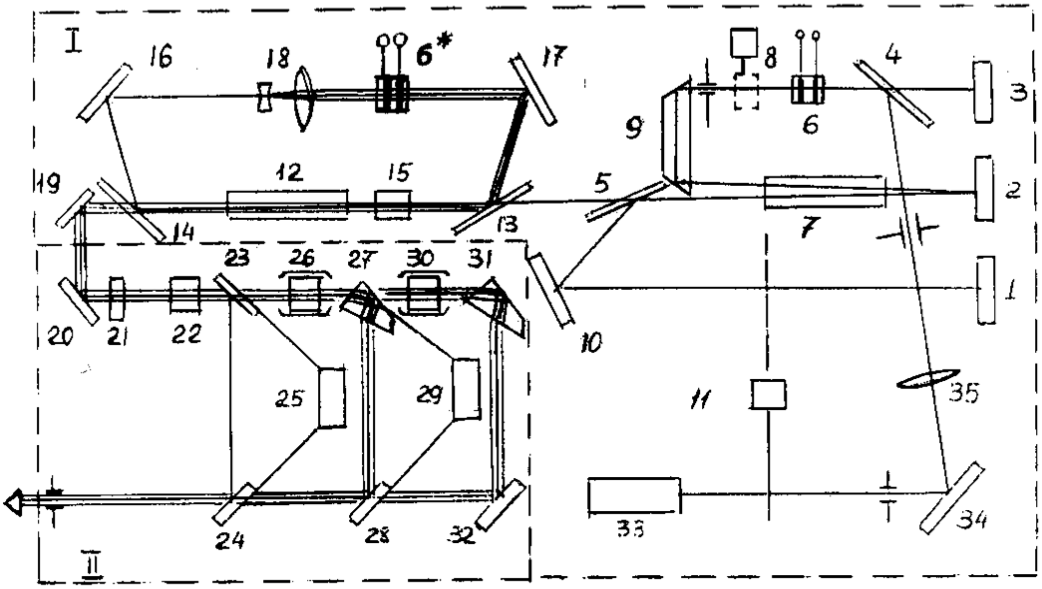


Рис. 1. *Оптическая схема МЛС на основе чип-лазера на АИГ:Nd^{3+} с генерацией высших гармоник. 1,2,3- глухие зеркала, 4,5,13,14- пластины-поляризаторы, 6*,6- электрооптические элементы из DKDP, 7- активный элемент в предусилителе, 8,15- 90°вращатель поляризации, 9- призма, 10,16,17,19,20,23,24,28,32,34- поворотные зеркала, 11- семафорный экран, 12- активный элемент в усилителе, 18- телескоп, 21- нелинейный элемент из КТР в ПЧ 2-ой гармоники, 22- четвертьволновая пластина, 25,29- электромагнитные перемещающие устройства, 26- нелинейный элемент из ВВО в термостате в ПЧ 4-ой гармоники, 27,31- дисперсионные призмы, 33- монолитный элемент чип-лазера с фокусирующей линзой, 35- положительная линза.*

МЛС на основе чип-лазера на АИГ:Nd^{3+} с генерацией высших гармоник

Для регистрации примесей в водных средах по флуоресцентным методикам при зондировании мощным моноимпульсным излучением лазера на АИГ:Nd^{3+} в видимом и УФ спектральных диапазонах с длительностью моноимпульсов 0,3 или 15 нс была создана МЛС на основе чип-лазера с накачкой активного элемента линейкой лазерных диодов (ЛЛД) с последующим усилением в двухпроходных усилителях с ламповой накачкой и каскадным преобразованием частоты излучения во вторую (532 нм), третью (355 нм) и четвертую (266 нм) гармоники в нелинейных элементах из кристаллов КТР и ВВО [5]. Чип-лазер представляет собой композитный элемент, состоящий из активного элемента из АИГ:Nd^{3+}, соединенного с помощью диффузионной сварки с фототропным затвором из АИГ:Cr^{4+}, и системы торцевой накачки по оптоволокну от ЛЛД. При короткой длине резонатора (7 мм), образованного зеркалами, напыленными на торцы монолитного элемента, чип-лазер генерировал моноимпульсы излучения с длительностью 0,3 нс и энергией 0,5 мДж. Для увеличения энергии моноимпульсов излучение чип-лазера направлялось в предусилитель с V-образной оптической схемой [7] и затем в усилитель кольцевого типа. Для генерации высших гармоник излучение после усилителя направлялось в блок преобразователей частоты с перемещающими устройствами, на которых были закреплены поворотные зеркала и дисперсионная призма (рис. 1). Для генерации моноимпульсов с длительностью 15 нс семафорный экран 11 закрывал элемент чип-лазера 33 и открывал глухое зеркало 1. При выводе 90° вращателя 8 из оптической схемы предусилитель преобразовывается в генератор с поляризационным выводом излучения. При подаче импульса четвертьволнового напряжения с амплитудой 4 кВ происходит генерация моноимпульсов излучения, выходящего из резонатора по двум каналам. Излучение, выходящее из поляризатора 5, направляется в усилитель кольцевого типа и блок преобразователя частоты по пути, рассмотренному выше.

МЛС с синхронизацией моноимпульсов излучения двух лазеров.

Для расширения спектрального диапазона излучения лазерной системы на АИГ:Nd^{3+} с преобразованием частоты в нелинейных элементах из КТР, ВВО и KDP была создана МЛС с синхронизацией моноимпульсов излучения лазера на АИГ:Nd^{3+} с излучателем ИЗ1 с излучением на длине волны 1064 нм и лазера на АИГ:Nd^{3+} с излучателем ИЗ2 с излучением на длине волны 1318 нм, которая соответствует более «слабому» лазерному переходу в ионе неодима (рис. 2).

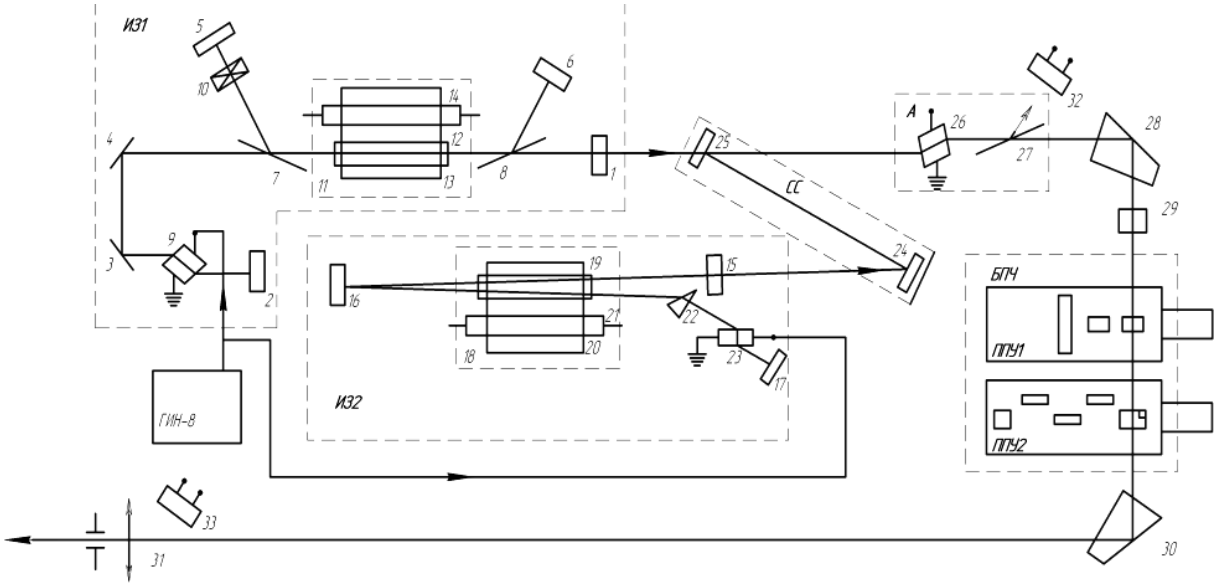


Рис. 2. *Оптическая схема МЛС с синхронизацией моноимпульсов излучения двух лазеров. 1,2- выходное и глухое зеркала ИЗ1, 3,4- поворотные зеркала, 5,6- глухие зеркала дополнительного резонатора ИЗ1, 7,8- пластины-поляризаторы ИЗ1, 9,23,26- электрооптические элементы из $LiNbO_3$, 10- четвертьволновая пластина, 11,18- квантроны с активными элементами из АИГ:Nd^{3+} -12,19, 13,20- отражатели, 14,21- лампы ИНП, 15- выходное зеркало ИЗ2, 16,17- глухие зеркала на длине волны 1318 нм и прозрачные на длине волны 1064 нм, 22- клиновидная призма с входом излучения под углом Брюстера, 24,25- поворотные зеркала, 27- отводная пластина на фотодиод -32, 28,30- дисперсионные призмы, 29- формирователь состояния поляризации, 31- корректирующая линза, ППУ1, ППУ2- плавно перемещающие устройства с нелинейными элементами.*

Синхронизация моноимпульсов излучения двух лазеров осуществляется на следующих уровнях: синхронизация импульсов накачки, одновременная подача импульсов напряжения ГИН-8 на электрооптические элементы в ИЗ1, ИЗ2, и прецизионное управление уровнем инверсной населенности в ИЗ1 с помощью четвертьволновой пластины 10 [8]. Конструкции резонаторов (удлиненный резонатор в ИЗ1 и резонатор с V- образной оптической схемой в ИЗ2) обеспечивают предварительное сближение моментов генерации моноимпульсов излучения двух лазеров [7].
Данная МЛС может работать в трех режимах: 1 - режим работы только лазера с ИЗ1 с каскадной генерацией высших гармоник, 2 - режим работы только лазера с ИЗ2 с каскадной генерацией высших гармоник, 3 - режим синхронной работы двух лазеров с генерацией суммарной частоты изучения с длиной волны 589 нм и 2-ой гармоники 295 нм.
Выходные параметры МЛС в указанных режимах работы представлены в таблице.

Таблица 1. Выходные параметры МЛС

Длина волны, нм Параметры и характеристики	589 Режим III	532 Режим I*	355 Режим I*	266 Режим I*	659 Режим II	439 Режим II	295 Режим III
Энергия, мДж, не менее	7	40	10	5	6	1,5	0,4
Длительность по уровню 0,5, нс, не менее	20 ± 10						
Частота повторения, Гц	10						
Плоскость линейного состояния поляризации	Горизонтальная						

Для селекции выбранной длины волны излучения в оптический тракт после поворота на призме 28 с помощью перемещающих устройств вводится соответствующий нелинейный элемент, затем с помощью выбора азимутальной ориентации формирователя состояния поляризации 29 достигается максимальная эффективность преобразования инфракрасного излучения в высшую гармонику или суммарную частоту. Излучение с выбранной длиной волны вращением призмы 30 направляется в выходную апертуру.

Выводы

Дальнейшее развитие МЛС представляется по следующим направлениям: компьютеризация управления, оперативное переключение режимов работы, переход на диодную накачку, развитие гибридных систем.

Список литературы

1. Ляшенко А.И., Володина Е.М., Сапожников С.М., Подкопаев А.В. Моноимпульсные лазеры на АИГ:Nd3+ с резонаторами на основе оптической схемы четырехпроходового усилителя с поперечной диодной накачкой активного элемента. В сборнике: Информационные технологии и технологии коммуникаций. Современные достижения. Материалы Четвертой Международной научной конференции, посвященной 90-летию со дня основания Астраханского государственного технического университета. Астрахань, 2020. С. 53.
2. Шестаков А.В. и др. Генерация УКИ на микрочипе лазера. Тезисы докладов конференции по лазерной оптике, 2003, С.- Петербург.
3. Guralnik, Y. U. ,Kuznetsov, D. A. , Naumov, V. L. , Okhrimchuk, A. G. , Romaniuk, V. A. , Shestakov, A. V. Powerful subnansecond hybrid master oscillator-power amplifier Nd:YAG laser system. Laser Optics 2006: Solid State Lasers and Nonlinear Frequency Conversion. Edited by Ustyugov, Vladimir I.. Proceedings of the SPIE, Volume 6610, article id. 661004, April 2007.
4. Алампиев М.В., Ляшенко А.И. Импульсные лазеры на АИГ:Nd3+ с параметрическими генераторами света // Труды Российского научно- технологического общества радиотехники, электроники и связи имени А.С. Попова. Серия: Акустооптических и радиолокационных методов измерений и обработки информации. Выпуск X Москва-Суздаль, 2017,– с.184–186.
5. Ляшенко А.И., Бирюкова П.С. Многоканальные и многофункциональные моноимпульсные лазеры на АИГ:Nd3+// Труды Российского научно- технологического общества радиотехники, электроники и связи имени А.С. Попова. Серия: Акустооптических и радиолокационных методов измерений и обработки информации. Выпуск XI Москва-Суздаль, 2018,– с.196–199.
6. Ляшенко А.И., Мешканцов А.А. Импульсная твердотельная лазерная система с генерацией высших гармоник излучения. Патент РФ №2291532 от 05.10.2005.
7. Вавилин О.И., Ляшенко А.И., Сумароков А.М., Швом Е.М. Импульсная твердотельная лазерная система с каскадным преобразованием частоты излучения в высшие гармоники. Патент РФ № 2206162 от 05.09.2001.
8. Ляшенко А.И., Бирюкова П.С., Коптелов Д.А. Импульсный твердотельный лазер с усилителем. Патент РФ № 192817 от 15.05.2019.

MULTIFUNCTIONAL ND:YAG LASER SYSTEMS

L. Eng Alampiev M.V., PhD(Eng)., S.c.c. Lyashenko A.I., e.s. Volodina E.M.

Scientific and Technological Centre of Unigue Instrumentation RAS
alexs1407@yandex.ru, volodina.keit@mail.ru

Distinctive operation features of multifunctional Nd:YAG laser system (MLS) intended for spectroscopic studies by fluorescent methods are considered. The presented MLS operate Q-switched regime with tuning of output parameters such as radiation wavelength, energy and duration monopulses. Possible trains on MLS development are discussed.
Keywords: Nd:YAG system, Q-switch, high and sum harmonics.

ВЛИЯНИЕ ПЛАЗМОННЫХ ЭФФЕКТОВ НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФИЛЬТРА НАРУШЕННОГО ПОЛНОГО ВНУТРЕННЕГО ОТРАЖЕНИЯ С ВКЛЮЧЕНИЯМИ НАНОЧАСТИЦ

г.н.с., д.ф.-м.н., Петров Н.И.

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН
petrovni@mail.ru

Исследован пространственно-частотный тонкопленочный фильтр с нарушенным полным внутренним отражением (НПВО) с включениями наночастиц, работающий в видимом спектральном диапазоне. Проанализировано влияние наночастиц, внедренных в слои фильтра, с учетом частотной дисперсии. Показано, что дисперсия приводит к расщеплению полосы пропускания фильтра и пространственному разделению падающего пучка на несколько выходных лучей.
Ключевые слова: НПВО фильтр, частотная дисперсия, наночастицы, расщепление полосы пропускания

Введение

В настоящее время существуют различные типы устройств, таких как фильтры, поляризаторы и светоделители, основанные на интерференции света и НПВО эффекте в тонких пленках.

НПВО фильтр был впервые предложен в 1947 году Лейгенсом и Тернером [1]. Это устройство, которое использует резонансное туннелирование света через плоский диэлектрический оптический волновод, зажатый между двумя тонкими пленками с низким показателем преломления, которые действуют как потенциальные барьеры. Теория НПВО эффекта представлена в работах [2, 3]. Пространственно-частотная фильтрация широко используется для улучшения изображения в системах цветной визуализации, устройствах цветного отображения и т.д. В [4] было предложено устройство для пространственного разделения падающего белого пучка света на три цветовых пучка. Хорошо установлено, что структуры НПВО обнаруживают пики пропускания под определенными углами и длинами волн, которые очень чувствительны к параметрам призм и встроенных слоев. В работе [5] было показано, что при измерении спектральных характеристик НПВО-фильтров расходимость падающего светового пучка не должна превышать некоторого предельного значения, которое не превышает нескольких угловых минут. Ранее нами было исследовано влияние наночастиц, внедренных в резонаторный слой фильтра, на его спектр пропускания [6].

В данной работе теоретически исследовано влияние аномальной частотной дисперсии, вызванной металлическими наночастицами, внедренными в центральный и боковые слои фильтра НПВО, на резонансное пропускание света.

1. НПВО фильтр

Схематическая модель фильтра представлена на рис. 1. Устройство состоит из трехслойной структуры, размещенной между двумя призмами с показателями преломления n_p and n'_p. Трехслойная структура состоит из высокоиндексного центрального слоя с высоким показателем преломления n_2 и толщиной d_2, зажатого между двумя пленками с низкими показателями преломления n_1 и n'_1, и толщинами d_1 и d'_1, соответственно. Хроматическая и угловая фильтрация падающего светового пучка происходит за счет резонансного дифракционного эффекта при распространении света через неоднородную стратифицированную среду (слоистую структуру), т.е. НПВО эффекта.

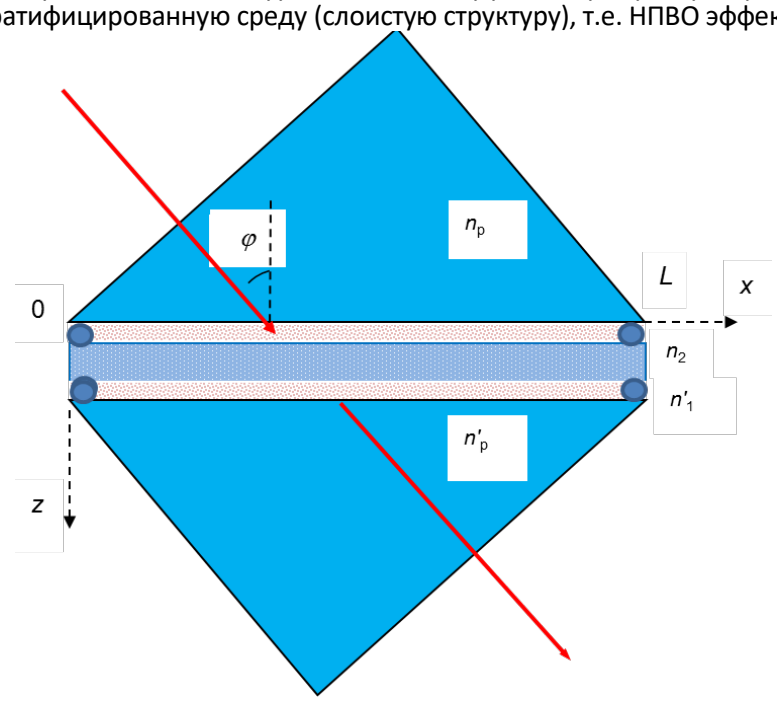


Рис. 1. *НПВО фильтр с включениями наночастиц.*

2. Спектры пропускания фильтра

Для заданной частоты падающего излучения зависимость угла падения от дисперсии следует из резонансного условия:

$$\varphi(\omega)=\varphi_0(\omega)+\frac{d_2^*}{d_{2eff}}\frac{\omega/c}{n_p^2\sin 2\varphi_0}\Delta\varepsilon_2'+\left(1-\frac{d_2^*}{d_{2eff}}\right)\frac{2\Delta\varepsilon_1'}{n_p^2\sin 2\varphi_0}\ , \qquad (1)$$

где $\varphi_0(\omega)$ - угол падения пучка при отсутствии дисперсии, $\Delta\varepsilon_2'$ и $\Delta\varepsilon_1'$ - изменения действительной части диэлектрической проницаемости в центральном и боковых слоях, соответственно, $d_2^*=d_2+2q_z/\left(q_z^2+k_z'^2\right)$ - эффективная толщина центрального слоя [6].

Рассмотрим слои с внедренными металлическими наночастицами. Предполагается, что размер наночастиц существенно меньше длины волны света и они распределены случайным образом. В рамках модели Максвелла-Гарнетта такая среда описывается эффективной диэлектрической проницаемостью, которая для сферических наночастиц удовлетворяет соотношению [7]:

$$\varepsilon_{eff}=\varepsilon_m+\frac{3\eta\left(\varepsilon_p-\varepsilon_m\right)\varepsilon_m}{3\varepsilon_m+\left(1-\eta\right)\left(\varepsilon_p-\varepsilon_m\right)}, \qquad (2)$$

где ε_m - диэлектрическая проницаемость центрального слоя, ε_p - диэлектрическая проницаемость наночастиц, η - объемная доля наночастиц.

На рис. 2 показана зависимость резонансного угла падения от длины волны *s*-поляризованного пучка с использованием параметров для серебра и золота в модели Друде. Видно, что изменение угла падения приводит к смещению резонансных спектральных линий. Изменяя угол падения в определенных пределах, можно получить на выходе несколько разрешенных спектральных линий. Из моделирования следует, что частотная дисперсия гетерогенного слоя вызывает угловое расщепление пучка для заданной длины волны падающего света. При изменении длины волны падающего пучка можно наблюдать до пяти пространственно разделенных лучей на выходе.

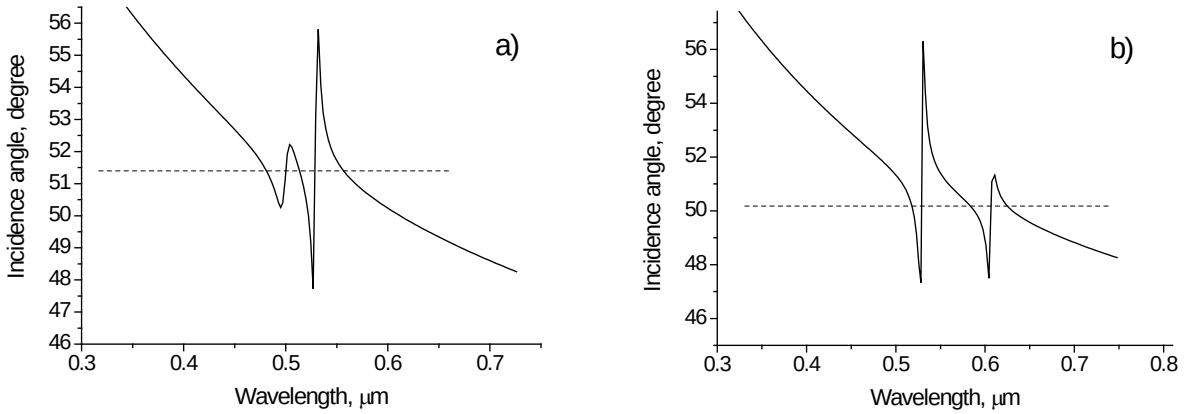


Рис. 2. *Зависимость резонансного угла падения для s- поляризованного пучка от длины волны излучения.* $n_p = 2.0$, $n_1 = 1.38$, $n_2 = 2.0$, $d_2 = 70$ *нм;* $\eta = 10^{-3}$ *. (a)* $d_1 = 300$ *нм; наночастицы Ag в центральном слое и наночастицы Au в боковых слоях; (b)* $d_1 = 500$ *нм; наночастицы Au в центральном и боковых слоях.*

На рис. 3 показаны спектральные линии фильтра с внедренными наночастицами золота для *s*-поляризованного света. Ширина спектральной полосы уменьшается с увеличением толщины слоя d_1 с низким показателем преломления. При λ = 518 нм и d_1 = 500 нм ширина спектральной линии составляет $\Delta\lambda = 27$ nm.

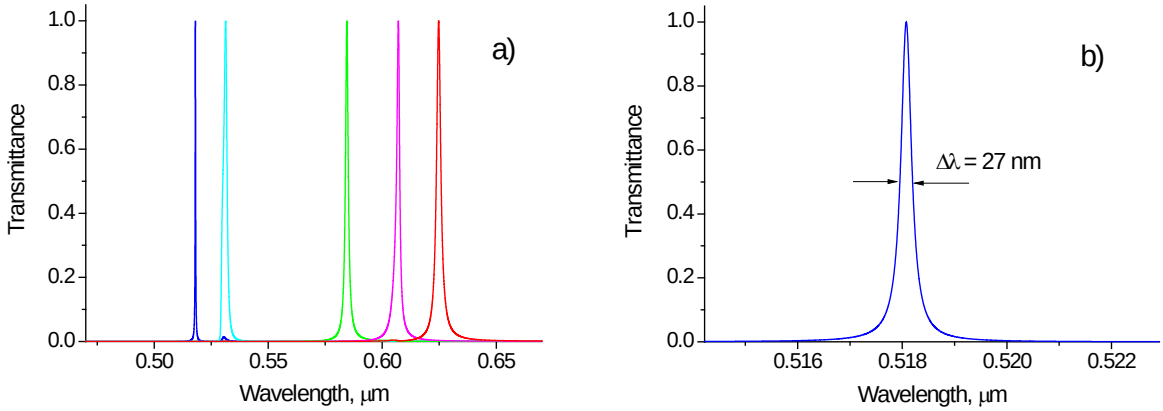


Рис. 3. *Спектральные линии пропускания:*
$n_p = 2.0$, $n_1 = 1.38$, $n_2 = 2.0$, $d_1 = 500$ *нм,* $d_2 = 70$ *нм,* $\eta = 10^{-3}$. $\varphi = 50.18^\circ$.

Видно, что существует сразу пять резонансных полос для заданного угла падения. Это указывает на то, что условие резонанса в резонаторе выполняется сразу для пяти длин волн. Это свойство устройства может быть применено в системах визуализации. Отметим, что акустооптические фильтры с включениями метаматериалов, рассмотренные в [8-10], также обеспечивают сверхузкие спектральные линии вследствие резонансной брэгговской дифракции на периодической объемной решетке, создаваемой ультразвуком в кристалле.

Резонансные структуры на основе гетерогенных включений открывают новые возможности для создания устройств инфракрасной (ИК) и терагерцовой технологии, недоступных обычным материалам. В работе [11] были исследованы резонансное туннелирование и сдвиг Гуса-Хенкен в конфигурации НПВО с графеновым покрытием. Перестраиваемые резонансные сдвиги Гуса-Хенхен и Имберта-Федорова для терагерцовых пучков, отраженных от графеновых плазмонных метаповерхностей, были исследованы в [12]. В [13] были продемонстрированы большие сдвиги Гуса-Хенкен вблизи поверхностного плазмонного резонанса в субволновых решетках. Практический интерес представляет также исследование эффектов спин-орбитального взаимодействия [14], имеющих место при рассмотрении двумерных вихревых падающих пучков.

Выводы

Таким образом, предложен новый фильтр НПВО, основанный на сочетании фотонного и плазмонного эффектов, приводящих к изменению спектра пропускания фильтра. Показано расщепление полосы

пропускания фильтра на пять узкополосных спектральных линий для заданного угла падения. Этот тип тонкопленочного фильтра может быть полезен во многих областях применения, включая спектроскопию, сенсоры, в спектральных областях, простирающихся от УФ до дальнего ИК диапазона. Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках Государственного задания № 0057-2019-0006.

Список литературы

1. Leurgens P., Turner A.F. Frustrated total reflection interference filters // JOSA. 1947. V.37. P.983.
2. Иогансен Л.В. Резонансная дифракция волн в слоисто-неоднородных средах // ЖЭТФ. 1961. Т. 40. С. 1838-1843.
3. Bergstein L., Shulman C. The frustrated total reflection filter. I. Spectral analysis // Appl. Opt. 1966. V.5. P. 9-21.
4. Petrov N.I. Frustrated-total-internal-reflection-based thin-film color separator // Opt. Lett. 2007. V.32. P. 2744-2746.
5. Nguen V.B., Gubanova L.A., Bui D.B. Features of the spectral characteristics of narrow-band optical filters with oblique incidence of the radiation beam // Tech. Phys. Lett. 2019. V.45. P. 430-432.
6. Petrov N.I. Splitting the bandwidth of a frustrated total internal reflection filter with nanoparticle inclusions // OSA Continuum. 2020. V. 3(9). P. 2591-2601.
7. Spanier J.E., Herman I.P. Use of hybrid phenomenological and statistical effective-medium theories of dielectric functions to model the infrared reflectance of porous SiC films // Phys. Rev. B. 2000. V. 61. P.10437.
8. Petrov N.I., Pustovoit V.I. Acousto-optical resonator with ultra-narrow bandwidth // Laser Physics Letters. 2017. V. **14**. No 11. 115702.
9. Petrov N.I., and Pustovoit V.I. Acousto-optical properties of heterogeneous media with a nonuniform distribution of nanoparticles // JETP Lett. 2019. V.109. P. 18-23.
10. Petrov, N.I. Pustovoit, V.I. Small-Sized Interferometer with Fabry-Perot Resonators for Gravitational Wave Detection // Sensors. 2021. V. 21. P. 1877.
11. Chen J., Ban Y., Zhu Q.B, Chen X. Graphene-assisted resonant transmission and enhanced Goos–Hänchen shift in a frustrated total internal reflection configuration // Opt. Lett. 2016. V. 41. P. 4468-4471.
12. Farmani A., Miri M., and Sheikhi M.H. Tunable resonant Goos–Hänchen and Imbert–Fedorov shifts in total reflection of terahertz beams from graphene plasmonic metasurfaces // J. Opt. Soc. Am. B. 2017. V. 34(6). P.1097-1106.
13. Petrov N.I., Danilov V.A., Popov V.V. and Usievich B.A. Large positive and negative Goos-Hänchen shifts near the surface plasmon resonance in subwavelength grating // Opt. Exp. 2020. V. 28(5). P.7552-7564.
14. Petrov N.I. Depolarization of Light in Optical Fibers: Effects of Diffraction and Spin-Orbit Interaction // Fibers. 2021. V. 9(6). P. 34.

INFLUENCE OF PLASMONIC EFFECTS ON THE SPECTRAL CHARACTERISTICS OF A FRUSTRATED TOTAL INTERNAL REFLECTION FILTER WITH NANOPARTICLE INCLUSIONS

Chief scientist, DSc, Petrov N.I.

Scientific and Technological Centre of Unique Instrumentation of RAS
petrovni@mail.ru

The frustrated total internal reflection spatial-frequency thin-film filter with nanoparticle inclusions operating in the visible spectral range is investigated. The influence of nanoparticles embedded in the layers of a filter is analyzed, taking into account the frequency dispersion. It is shown that the dispersion leads to the splitting of the filter bandwidth and the spatial splitting of the incident beam into several output beams separated by an angle.
Keywords: FTIR filter, frequency dispersion, nanoparticles, bandwidth splitting

ОСОБЕННОСТИ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В АНАЛИТИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ ДИОДНОГО ЛАЗЕРНОГО СПЕКТРОМЕТРА

доцент, к.ф.-м.н., Вохник О.М.[1], профессор, д.ф.-м.н., Короленко П.В.[1,2]

[1]Физический факультет Московского государственного университета имени М.В.Ломоносова
[2]Физический институт имени П.Н.Лебедева Российской академии наук
vokhnik@rambler.ru

Рассмотрено влияние на характеристики диодного лазерного спектрометра слабого поглощения особенностей возбуждения аналитического резонатора быстроперестраиваемым по частоте лазерным пучком. Особое внимание уделяется оценке роли фазовых эффектов в резонаторе и его добротности в процессах спектральных измерений. Установлено, что фазовые соотношения между возбуждаемыми в резонаторе модами из-за их перекрытия могут привести к снижению уровня регистрируемого сигнала и искажению формы спектральных линий. Показано, что добротность используемого резонатора влияет на регистрируемую ширину спектральных линий.

Ключевые слова: спектрометр слабого поглощения, перестраиваемый по частоте лазер, аналитический резонатор, продольные моды резонатора

Введение

Диодная лазерная спектроскопия позволила существенным образом повысить уровень спектральных исследований [1]. В частности, на ее основе удалось разработать высокочувствительные методы регистрации присутствия в тех или иных средах веществ с малой концентрацией [2-5]. Дальнейшее совершенствование этих методов во многом зависит от улучшения аппаратной базы и методики измерений. В данной работе рассмотрен ряд вопросов, относящихся к оптимизации характеристик спектрометра слабого поглощения, состоящего из перестраиваемого по частоте диодного лазера и внешнего аналитического резонатора с исследуемым веществом. Регистрируя изменения во времени интенсивности излучения лазера после прохождения резонатора, можно записать спектр поглощения вещества без традиционного спектрального прибора. Эта версия использования внешнего резонатора, известна как integrated cavity output spectroscopy (ICOS) [3-8]. Используемый в данной работе подход позволяет выявить наиболее общие особенности спектральных измерений при быстром сканировании частоты лазерного источника. В его основе лежит известный метод сложения на выходе резонатора амплитуд парциальных пучков, получающихся в результате многократных отражений входного излучения от зеркал резонатора [10].

1. Общее описание метода ICOS

Иллюстрации на рис. 1 дают общее представление о реализации метода ICOS. На рис. 1*а* приведена упрощенная оптическая схема спектрометра. Излучение перестраиваемого лазера ПЛ проходит через резонатор Р, образованный зеркалами З1 и З2, в котором размещена исследуемая поглощающая среда (на рисунке не указана). Регистрация интенсивности прошедшего через такую систему пучка соответствует традиционной схеме измерений методом ICOS. Его интенсивность I_1 зависит от интенсивности исходного пучка I_0, а также от поглощающей среды.

Последовательность резонансных пиков, являющихся продольными модами резонатора и приведенная на рис. 1*б*, характеризует временную структуру излучения на выходе резонатора при сканировании частоты ν падающего пучка. Продольные моды могут относиться к типам колебаний с различными поперечными индексами. Снижение интенсивности пиков в центре последовательности обусловлено присутствием в резонаторе Р поглощающего вещества. Измерение и обработка изменения интенсивности излучения на выходе резонатора позволяет определить форму линии поглощения.

При увеличении скорости изменения частоты лазера расстояние между пиками уменьшается и происходит их сужение. Это обеспечивает более высокую разрешающую способность измерений. Дополнительный ресурс в улучшении разрешающей способности при использовании последовательности сканов частоты лазера даст изменении начальной фазы излучения. Разброс начальных фаз пучков лазера приведет к сдвигам гребенки резонансных пиков, что улучшит заполнение ими рабочей спектральной области.

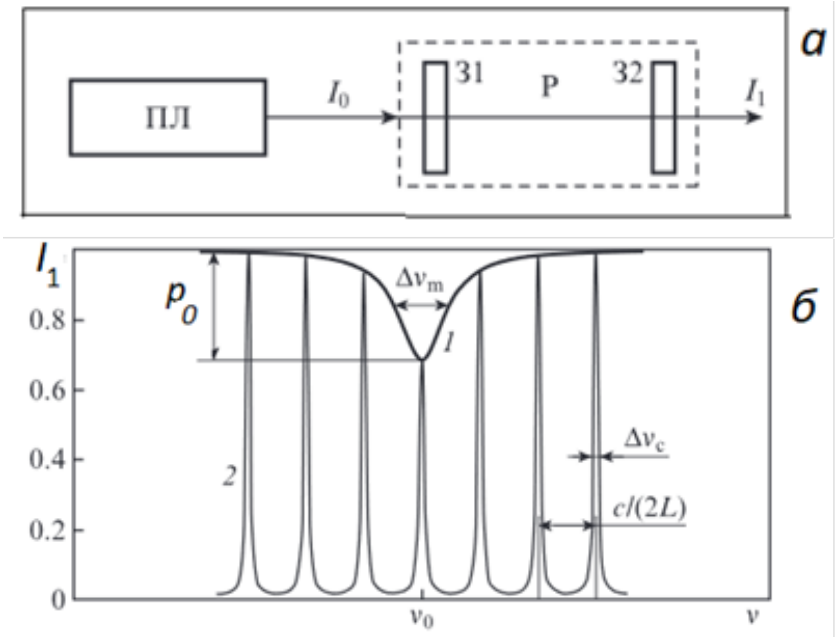


Рис. 1. *Иллюстрации к реализации метода ICOS. а – оптическая схема спектрометра (ПЛ – перестраиваемый лазер, Р – резонатор, 31, 32 –его зеркала, I_0, I_1 – интенсивности падающего и выходного излучения); б – структура выходного излучения (1 - огибающая резонансных пиков, 2 – форма пиков, $\Delta\nu_c$ – их ширина, $\Delta\nu_m$ – ширина линии поглощения, ν_0 – ее центральная частота, c/2L – частотный интервал между пиками, L – длина резонатора).*

2. Характеристики аналитического резонатора при быстром сканировании частоты

Ранее использованный для расчета выходных характеристик аналитического резонатора метод сложения парциальных пучков [8] несложно адаптировать для случая быстрого сканирования частоты, когда временной интервал между возбуждаемыми модами оказывается сопоставимым с временем затухания излучения в резонаторе. Последовательно складывая на выходе амплитуды волн после их многократных отражений от зеркал резонатора для амплитуды суммарного пучка несложно получить выражение

$$S(k)=\sum_{s=0}^{Q}\frac{a(1-R^2)e^{i\delta(k+s\cdot m)d}\,p(k+s\cdot m,\alpha)}{1-R^2e^{2i\delta(k+s\cdot m)d}\,p^2(k+s\cdot m)}e^{-\frac{s\cdot m}{\tau}}, \quad (1)$$

Здесь *a* амплитуда падающей волны; *R* - амплитудный коэффициент отражения зеркал резонатора; *k* = 0, 1, 2 … *K*; *p*(*k*) – коэффициент передачи излучения среды, размещенной в резонаторе, Ф – фаза входного излучения (потерями в зеркалах пренебрегается), *d* - интервал дискретизации шкалы времени, τ - время затухания излучения в резонаторе, параметр *m* определяет интервал между модами. Расчеты показывают, что в большинстве случаев при примерном равенстве величин *m* и τ в выражении (1) достаточно ограничиться количеством слагаемых, определяемым величиной *Q* = 2.
Амплитудный коэффициент передачи задавался с помощью следующего выражения:

$$p(k)=\exp\left[-p'(k)\alpha-i\varphi_d(k)\right],\ p'(k)=\exp\left[-\frac{(k-k_0)^2}{\Delta^2}\right]$$

- форм-фактор линии поглощения, *α* – коэффициент поглощения в центре линии, k_0 определяет момент прохождения частоты лазера через центр линии с шириной Δ, $\phi_d(k)$ - дополнительный фазовый набег из-за изменения показателя преломления в области линии поглощения (для разреженных сред, как показали оценки, он может не учитываться).
Экспоненты, на которые умножаются амплитуды пиков, характеризуют интенсивность взаимодействия соседних мод. Учет релаксации возбуждения продольных мод вносит определенные изменения в структуру выходного излучения. Это видно из рис. 2, где показано нарушение вследствие взаимодействия мод симметрии в изменении величины резонансных пиков в центральной спектральной области при *Q* = 1, *m* = τ, α = 0.075. Подобное структурное преобразование продольных мод резонатора приводит к деформации измеряемого контура линии поглощения, изначальная форма которого также приведена на рис.2. Одновременно происходит общее снижение последовательности резонансных пиков, что может отрицательно сказаться на чувствительности измерений.

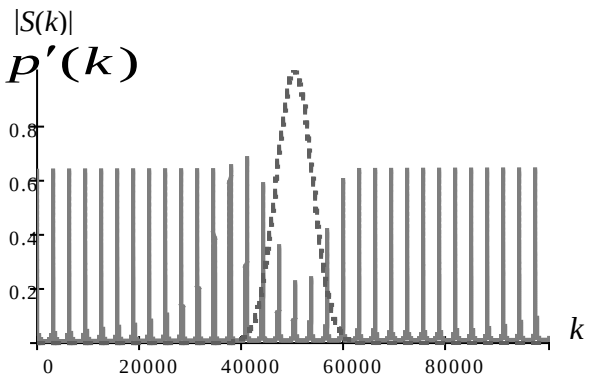


Рис. 2. *Влияние межмодового взаимодействия на структуру выходного излучения при m = τ; сплошные линии - амплитуда резонансных пиков, пунктир – исходная форма линии поглощения.*

На измеряемую ширину линии поглощения оказывает влияние также добротность используемого резонатора. На рис. 3 форма “гребенки” резонансных пиков сопоставлены с амплитудным коэффициентом передачи $p(k)$, который при малых α связан с форм-фактором линии поглощения $p'(k)$ соотношением $p(k)=1-p'(k)$. Данные приведены для α = 0.015 при скорости сканирования $x = 10^{-3}$ и разных коэффициентах отражения *R* зеркал резонатора. Расчет выполнен в пренебрежении межмодовой связью.

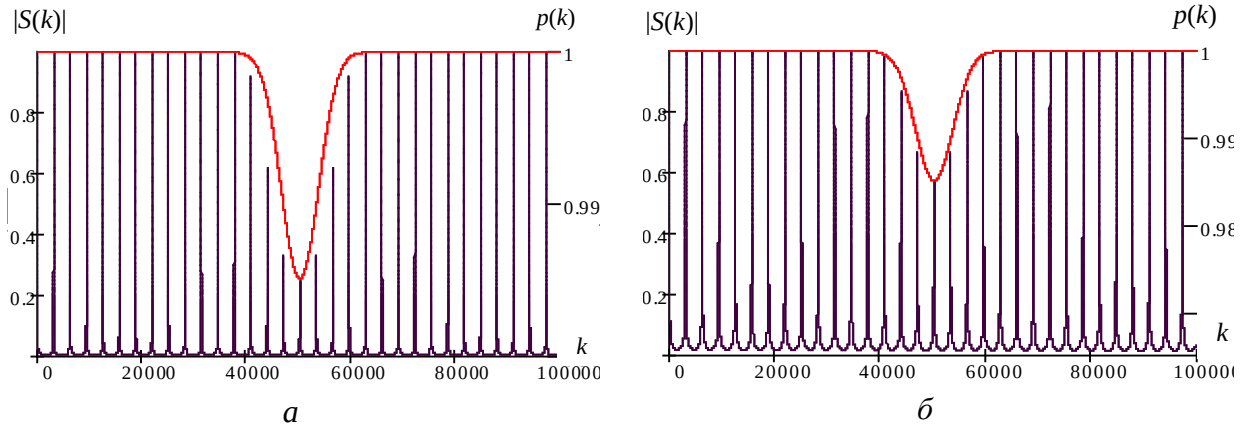


Рис. 3. *Структура выходного излучения |S(k)| в области линии поглощения среды и форма линии $p(k)$ при R = 0.995(а) и R = 0.98 (б).*

Видно, что при небольшом коэффициенте отражения *R* = 0.98 форма и ширина провала почти идентичны контуру поглощения $p(k)$, в то время как при *R* = 0.995 провал заметно шире, хотя и сохраняет гауссову форму. Увеличение скорости сканирования в несколько раз делает это различие визуально более заметным.

Выводы

Представленный материал указывает на то, что при быстром сканировании частоты задающего лазера следует считаться с обнаруженном в данной работе эффектом, связанным с наложением полей соседних продольных мод аналитического резонатора спектрометра. При анализе этого эффекта с точки зрения его влияния на чувствительность спектральных измерений необходимо учитывать специфику фазовых соотношений между возбуждаемыми резонансами. Поскольку взаимодействие мод может снижать чувствительность спектрометра и искажать контур спектральных линий, при оптимизации его параметров нужно предусмотреть возможность ограничения скорости сканирования частоты, чтобы временной интервал между модами превосходил время затухания излучения в резонаторе. На форму регистрируемых линий оказывает влияние также величина добротности резонатора. Таким образом, оптимизация параметров оптической схемы спектрометра представляет многопараметрическую задачу, требующую корректного учета особенностей процессов в его аналитическом резонаторе.

Работа выполнена при содействии РФФИ (проект № 19-02-00540).

Список литературы

1. Надеждинский А.И., Понуровский Я.Я. Квантовая электроника. Т. 49. 2019. С. 613-622.
2. Parameswaran K., Rosen D., Allen M.et al. Appl. Opt. V.48, № 4. 2009. P. B73-B79.
3. Короленко П.В., Николаев И.В., Очкин В.Н., Цхай С.Н. Квантовая электроника. Т.44. № 2014. С.353-361.
4. Kasyutich V.L., Sigrist M.W. Infrared Physics & Technology. V.71. 2015. P.179-186.
5. Lagunov V.V., Nikolaev I.V., Ochkin V.N. Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy. V.246. 2021. № 119060.
6. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973.

FEATURES OF PHYSICAL PROCESSES IN THE ANALYTICAL RESONATOR OF A DIODE LASER SPECTROMETER

associate professor, Ph.D, Vokhnik O.M.[1],
professor, doctor of Physical and Mathematical Sciences Korolenko P.V.[1,2]

[1]Faculty of Physics M.V.Lomonosov Moscow State University
[2]P. N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences
vokhnik@rambler.ru

The influence of the excitation features of an analytical resonator by a fast-frequency-tunable laser beam on the characteristics of a diode laser spectrometer of weak absorption is considered. Special attention is paid to the evaluation of the role of phase effects in the resonator and its Q-factor in the processes of spectral measurements. It is established that the phase relations between the modes excited in the resonator due to their overlap can lead to a decrease in the level of the recorded signal and distortion of the shape of the spectral lines. It is shown that the Q-factor of the resonator used affects the recorded width of the spectral lines
Keywords: weak absorption spectrometer, analytical resonator, mode interaction, tunable frequency laser

ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ МЕТОДОМ ИК-ФУРЬЕ-СПЕКТРОСКОПИИ

Зав. отделом, д.т.н., Вагин В.А., аспирант, Рыжкова Д.Ю.

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН
darijez@mail.ru

В работе кратко рассмотрены факторы, влияющие на результаты спектральных измерений. Исследованы характерные параметры на базе спектров, полученных с помощью различных ИК-Фурье-спектрометров (ИКФС). Проведена оценка спектрального разрешения. Экспериментально определены точность привязки шкалы волновых чисел и повторяемость измерений. Разработаны соответствующие процедуры калибровки спектрометров. Определена природа возникновения ложных спектральных линий на спектрах – одного из основных источников систематических ошибок.
Ключевые слова: спектральные измерения, ИК-Фурье-спектроскопия, спектральное разрешение

Введение

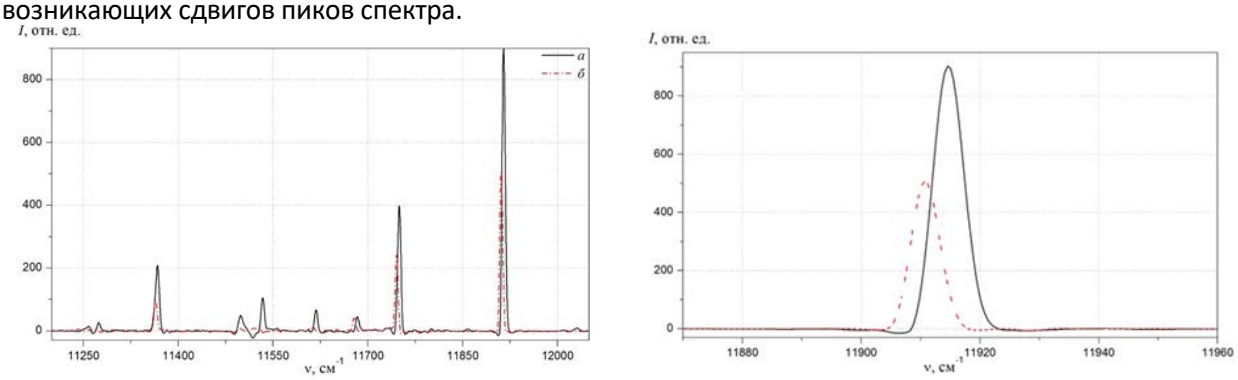
В настоящее время наряду с внедрением новых технологий и оборудования эффективность современного производства определяет качество контроля за стадиями технологического процесса. Одними из наиболее эффективных средств измерений различных характеристик исследуемых объектов в нефтеперерабатывающей, химической, фармацевтической, пищевой и др. промышленности являются спектральные приборы. Они, в свою очередь, имеют ряд особенностей, оказывающих влияние на результаты измерений.

В целях обеспечения актуальности, полноты и достоверности измерений спектральных характеристик различных материалов методом ИК-Фурье-спектроскопии проведена оценка следующих параметров: спектральное разрешение, точность привязки по спектральной частоте, неэквидистантность регистрации интерферограммы, повторяемость измерений [1].

Спектральное разрешение и точность привязки шкалы волновых чисел

Проведена оценка основной характеристики спектрометра – спектрального разрешения [2] на макете многозондового ИК-Фурье-спектрометра [3] для выполнения дистанционного анализа процессов в режиме реального времени, разработанного в НТЦ УП РАН. В качестве исходного спектра выбрана линия поглощения углекислого газа.

Исследовано влияние оптической схемы спектрометра – разнесение основного и референтного каналов – на результирующий спектр (рис. «1»), экспериментально определена точность привязки по спектральной частоте, разработана соответствующая процедура калибровки для устранения возникающих сдвигов пиков спектра.

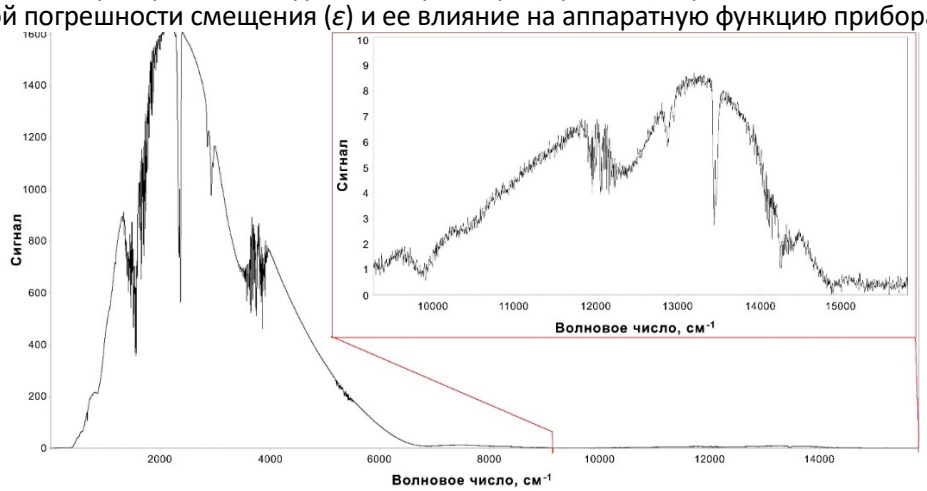


а) б)

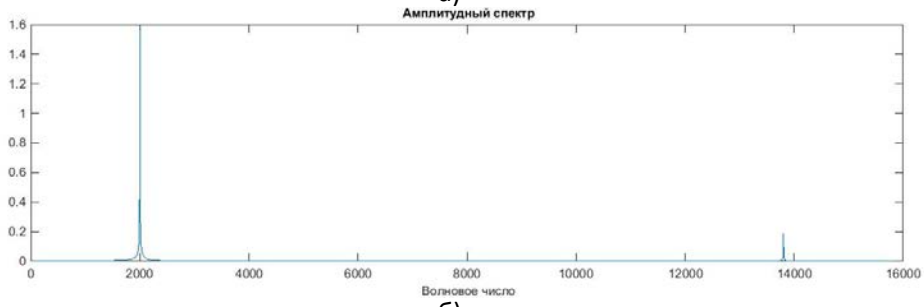
Рис. 1. *Фрагмент спектра излучения (а) и спектр излучения отдельной линии газоразрядной неоновой лампы (б): оптоволокно 1 – черн., оптоволокно 2 – красн.*

Неэквидистантность регистрации интерферограммы

Определена природа возникновения ложных спектральных линий («духов») на примере спектров, полученных на лабораторном ИК-Фурье-спектрометре («рис. 2»), проведена оценка требований к величине этой погрешности смещения (ε) и ее влияние на аппаратную функцию прибора.



а)

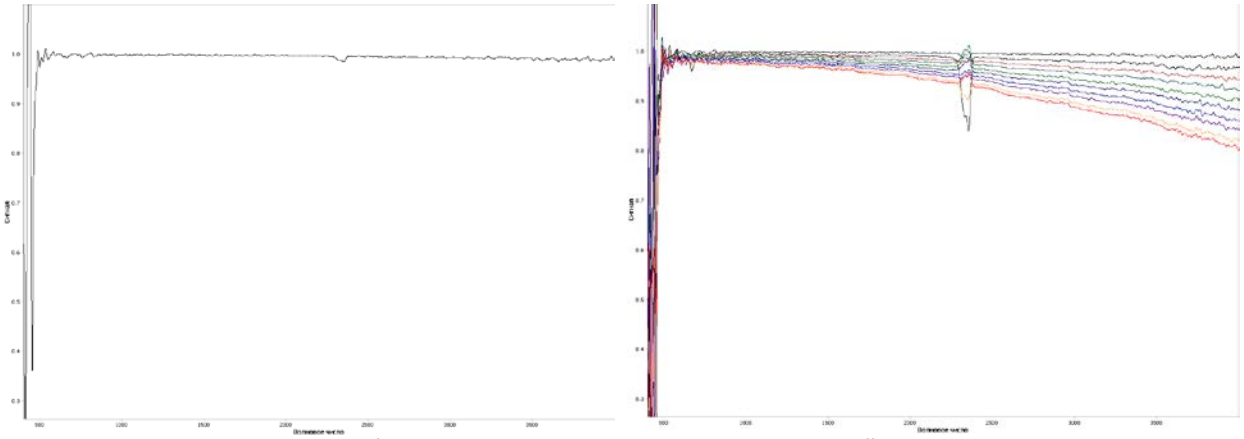


б)

Рис. 2. *Спектр пропускания Фурье-спектрометра АФ-1 (а) и восстановленный спектр монохроматического сигнала на частоте 2000 см$^{-1}$ (б) при наличии погрешности смещения.*

Повторяемость спектральных измерений

Проведена оценка повторяемости измерений по отклонению линии 100%-ного пропускания от эталонного значения при последовательных измерениях с некоторым временным интервалом (рис. 3).



а) б)

Рис. 3. *Спектры линии 100 % пропускания Фурье-спектрометра при двух близких (а) и последовательных с некоторым временным интервалом (б) измерениях.*

Выводы

Проведена оценка спектрального разрешения, экспериментально определены точность привязки шкалы волновых чисел и повторяемость измерений. Разработаны процедуры калибровки спектрометров. Исследована природа возникновения ложных спектральных линий на спектрах, проведена оценка требований к величине погрешности смещения.

Список литературы

1. ГОСТ Р ИСО 5725-1-2002 Точность (правильность и прецизионность) методов и результатов измерений. Часть 1. Основные положения и определения.
2. ГОСТ 27176-86 Приборы спектральные оптические. Термины и определения.
3. Балашов А.А., Вагин В.А., Голяк И.С., Морозов А.Н., Хорохорин А.И. Многоканальный динамический ИК-Фурье-спектрометр. Журнал прикладной спектроскопии, Т.84, №4, 2017, стр. 643-647.

FEATURES OF FOURIER TRANSFORM INFRARED SPECTROSCOPY (FTIR) MEASUREMENT

Head of division, Ph.D., Vaguine V.A., D. student, Ryzhkova D.Yu.

Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation RAS
darijez@mail.ru

The factors influencing the results of spectral measurements are considered. Characteristic parameters of various FTIR spectrometers were investigated. The spectral resolution was assessed. The accuracy of the wavenumber scale and the repeatability of the measurements were determined experimentally. Calibration procedures of FTIR spectrometers were developed. The emergence of false spectral lines was investigated. The results of experiments and calculations are presented.
Keywords: spectral measurement, Fourier Transform Infrared Spectroscopy, FTIR, spectral resolution.

МЕТОДИКА ИДЕНТИФИКАЦИИ ГАЗОВЫХ СОСТАВЛЯЮЩИХ АТМОСФЕРЫ

Зав. отделом, д.т.н., Вагин В.А.[1], Профессор, д.ф.-м.н., Краснов А.Е.[2], аспирант, Рыжкова Д.Ю.[3]

[1,3]Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН
[2]Российский Государственный Социальный Университет
darijez@mail.ru

Приведена методика анализа концентрации газовых составляющих атмосферы по соответствующим инфракрасным (ИК) спектрам, полученным с помощью трассовых спектрорадиометров (ТСР). Кратко описан разработанный алгоритм математической обработки результатов измерений: обнаружение и идентификация концентраций искомых газов с использованием режекторной фильтрации. Представлены результаты апробации методики на базе модели ТСР с внешним высокотемпературным источником излучения на трассе длиной 1 м: рассмотрены спектры различных веществ в среднем ИК-диапазоне.
Ключевые слова: мониторинг атмосферы, идентификация газов, концентрация газов, трассовый спектрорадиометр, режекторная фильтрация

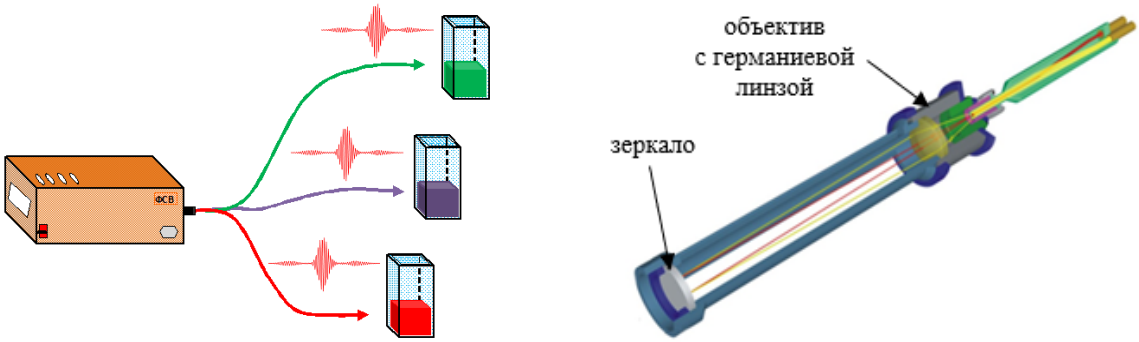
Введение

Атмосферный воздух является жизненно важным компонентом окружающей среды. Для сохранения чистоты атмосферы необходим действенный контроль степени загрязнения воздуха. К химическим загрязнениям относят попадание в атмосферу газов и аэрозолей таких, как: выбросы оксида углерода, диоксид серы, углеводороды, альдегиды, аммиак и пр. Для анализа загрязненного воздуха в настоящее время используются спектральные и хроматографические методы. На основе ИК-Фурье-спектрометров (ИКФС), в том числе спектрорадиометров, создан ряд систем автоматизированного химического анализа лабораторного и полевого типов.

Целью данной работы является изложение основ методологии оценивания концентраций газовых компонентов смеси по ее ИК-спектру.

Лабораторный спектральный анализ

Спектры паров химически опасных и отравляющих веществ могут быть получены на стандартном лабораторном ИКФС, оснащенном газовыми кюветами, или в многозондовом фурье-спектрометре [1]. В последнем случае измерительная головка одного из зондов представляет собой оптическую систему для измерения спектров пропускания газовых смесей – «открытая» газовая кювета, которая вводится непосредственно в исследуемые объекты, например, в ключевые точки технологического процесса (рис. 1).



а) б)

Рис. 1. *Многозондовый ИКФС (а) и измерительная газовая головка оптоволоконного зонда (б).*

Трассовый метод химического мониторинга

Трассовый метод химического мониторинга – метод газового анализа с помощью ИК-Фурье-спектрорадиометров на фиксированных трассах мониторинга с применением внешнего источника ИК-излучения, не требующий отбора проб [2].

Спектры пропускания атмосферы измеряются также посредством ТСР, которые реализуются двумя вариантами (рис. 2). Осветитель может быть нагретым черным телом или системой уголковых отражателей. В последнем случае источник излучения находится в спектрометре [3].

Рис. 2. *Трассовый спектрорадиометр.*

В настоящей работе рассмотрена модель ТСР с внешним высокотемпературным источником излучения в обобщенной форме, что позволяет пренебречь собственным излучением прибора и излучением атмосферы. При таком подходе вычисления не требуют дополнительной математической обработки, как в случае пассивного детектирования [2].

Идентификация концентраций обнаруженных газовых составляющих

Измеряемый сигнал трассового спектрорадиометра описывается выражением:

$$I\quad(\nu)\ = I_0(\nu)\ exp\left[-\sum_{k=1}^{K}\sigma_k(\nu)\ x_k L\right] + H(\nu), \tag{1}$$

где $I_0(\nu)$ – распределение интенсивности излучателя (по частоте ν, см$^{-1}$);
$\sigma_k(\nu)$ – известное сечение поглощения *k*–го газа (*k* = 1, 2, …, *K*);
x_k – искомая концентрация;
L – длина трассы;
H(ν) – сигнал помехи.
Уравнение (1) приводится к виду:

$$\sum_{k=1}^{K}\sigma_k(\nu)\ x_k L + ln\left[\frac{I\quad(\nu)}{I_0(\nu)}\right] = \frac{H(\nu)}{I\quad(\nu)} = \ H^*(\nu), \tag{2}$$

Возведя правую и левую части уравнения (2) в квадрат и умножив на режекторный фильтр $F_m(\nu)$, принимающий значения «1» или «0» получим:

$$F_m(\nu)\left\{\sum_{k=1}^{K}\sigma_k(\nu)\ x_k L + ln\left[\frac{I\quad(\nu)}{I_0(\nu)}\right]\right\}^2\ =\ F_m(\nu)[H^*(\nu)]^2, \tag{3}$$

где $m = 1,\ 2,\ \ldots,\ K$.
Введем интегральные оценки энергий ошибок $\text{ОШ}_m = \int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} F_m(\nu)[H^*(\nu)]^2 d\nu$ и преобразуем уравнение (3).
Провести оценку концентрации x_m возможно, вычисляя $\partial\text{ОШ}_m/\partial x_k = 0$ для $m = 1,\ 2,\ \ldots,\ K$.
Получаем систему уравнений относительно неизвестных x_k:

$$\sum_{k=1}^{K}\left[\int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} F_m(\nu)\,\sigma_m(\nu)\sigma_k(\nu)d\nu\right]x_k = -\frac{1}{L}\int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} F_m(\nu)\ ln\left[\frac{I\quad(\nu)}{I_0(\nu)}\right]\sigma_m(\nu), m = 1,\ 2,\ \ldots,\ K \tag{4}$$

Из (4) следует, что для корректной обусловленности матрицы, обращаемой при решении системы уравнений, необходимо подбирать режекторные фильтры $F_m(\nu)$ так, чтобы недиагональные матричные элементы $\int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} F_m(\nu)\,\sigma_m(\nu)\sigma_k(\nu)d\nu$ $(m \neq k)$ были минимальны. Для этого разработана специальная процедура синтеза режекторных фильтров, выделяющая характеристические линии поглощения каждого газа: $F_m(\nu) = 1$, если оптическая плотность в выделяемых полосах *m*-го газа превосходит эту величину для других газов. В качестве примера приведены (рис. 3) оптическая плотность и соответствующий ей режекторный фильтр различных газов.
Для адаптивного выбора опорных газов, входящих в (4), предложена процедура их предварительного обнаружения, основанная на оптимизации специального корреляционного отношения по аналогии рассмотренному в [2]. Таким образом, система (4) формируется на основе сечений поглощения обнаруженных газов.
Рассчитана зависимость частоты ложных срабатываний при обнаружении газа от относительной помехи Δ*I*/*I*. Под ложными срабатываниями понимается обнаружение концентраций несуществующих веществ из-за уровня помех в измеренном сигнале спектрометра. Относительная ошибка оценивания концентраций обнаруженных газов при Δ*I*/*I* <5 % не превышает 1 %.

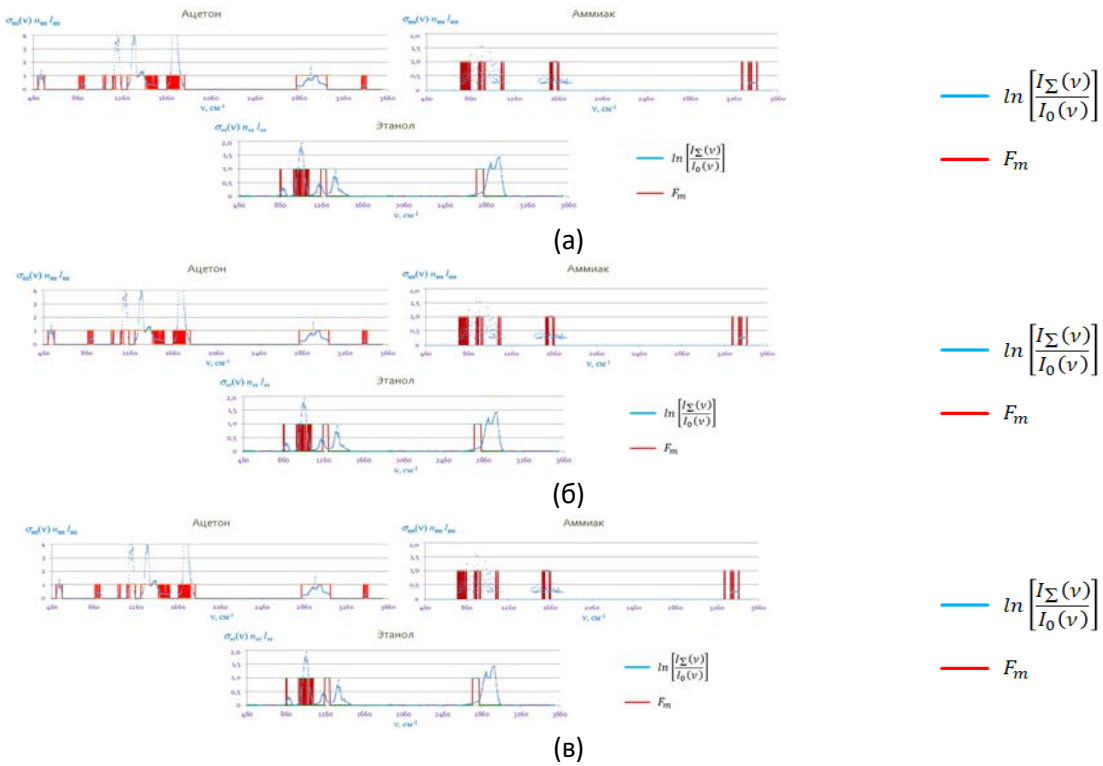


Рис. 3. *Оптическая плотность газа и режекторные фильтры для выделения их характеристических линий: а) ацетон; б) аммиак; в) этанол.*

Выводы

Рассмотрена методика анализа концентрации газовых составляющих атмосферы по их ИК-спектрам, полученным на ТСР. Приведен алгоритм математической обработки результатов измерений: обнаружение и идентификация концентраций искомых газов с использованием режекторной фильтрации, что позволяет значительно уменьшить ошибку. Представлены результаты апробации методики на базе модели ТСР с внешним высокотемпературным источником излучения на трассе длиной 1 м для различных веществ в среднем ИК-диапазоне.

Список литературы

1. Балашов А.А., Вагин В.А. и др. Многоканальный динамический ИК Фурье-спектрометр // Журнал прикладной спектроскопии, 2017, т.84, №4, с. 643-647.
2. Морозов А.Н., Фуфурин И.Л. Методика анализа спектров, получаемых на инфракрасном фурье-спектрометре с применением активной подсветки // Инженерный журнал: наука и инновации, 2013, вып. 8, с. 1-10
3. Вагин В.А., Хорохорин А.И. Система управления, регистрации и обработки спектральной информации многозондового ИК Фурье-спектрометра // Физические основы приборостроения. 2018. Т. 7. № 3 (29), с. 10-17.

TEST METHOD FOR DETECTION AND IDENTIFICATION OF ATMOSPHERIC GASES

Head of division, Ph.D., Vaguine V.A[1], Professor, Ph.D., Krasnov A.E.[2], Ph.D. student, Ryzhkova D.Y.[3]

[1,3]*Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation RAS*
[2]*Russian State Social University*
darijez@mail.ru

The method for analysis of concentrations of atmospheric gases according to their infrared (IR) spectra obtained by trace spectroradiometers (TRS) is presented. Possibility of using notch filters for detection and identification of gases is considered. The data processing algorithm is described. The spectra of various gases in the medium IR range were investigated. The simulation is based on a TRS with a high-temperature radiation source for a 1 m trace.

Keywords: gas identification, gas concentration, trace spectroradiometer, notch filter.

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ МОДУЛЯ ДЛЯ ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ МИКРОСКОПИИ НА ОСНОВЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРА ОБЩЕГО ПУТИ

аспирант, м.н.с., Власова А.Г.[1,2]

[1]*Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН*
[2] *Национальный исследовательский университет «МЭИ»*
vlasova.ag@ntcup.ru

Рассмотрен принцип работы голографического модуля на основе двухкомпонентного интерферометра общего пути «линза в линзе». Рассмотрены основные преимущества предложенного интерферометра по сравнению с другими наиболее известными интерферометрами, используемыми в методах цифровой голографической микроскопии. Произведен габаритный расчет предложенного интерферометра. Представленный модуль может найти свое применение, например, в биомедицине для выявления патологий в клетках и тканях (имеющих значительную спектральную зависимость показателя преломления) без предварительной препаратоподготовки.
Ключевые слова: интерферометр, цифровая голография, количественная фазовая микроскопия, габаритный расчет

Введение

Методы цифровой голографии (ЦГ) активно используются во многих областях науки. Активное применение ЦГ нашла в биологии и биомедицине. Наиболее важной в голографических методах является возможность восстановления самого волнового поля со всеми его амплитудными и фазовыми пространственными распределениями. Голографическая микроскопия позволяет визуализировать микрообъекты, не подвергая их окрашиванию, наблюдать за процессами жизнедеятельности в режиме реального времени, определять размер, форму и расположение исследуемых объектов. Методы ЦГ позволяют произвести подсчет клеток, морфологический анализ клеток [1], исследование биологических частиц [2]. Кроме этого, с помощью ЦГ проводят измерения рельефа поверхности объекта, наноперемещений [3], а также использовать в системах кодирования и защиты продукции, документов, денежных знаков и банковских карт.

В данной работе представлен модуль для цифровой голографической микроскопии на основе интерферометра общего пути «линза в линзе» [4]. В отличие от интерферометров обычного типа (Тваймана-Грина, Маха-Цендера и др.), в интерферометрах общего пути опорная и объектная ветви расположены так близко друг к другу, что влияние внешних факторов (вибрация, температурные колебания) на световые лучи, идущие в них, можно считать одинаковыми. Благодаря чему интерференционная картина в плоскости наблюдения становится более устойчивой.

Расчет параметров двухкомпонентного интерферометра общего пути

Предложенный интерферометр общего пути «линза в линзе» состоит из двух линзовых компонентов. Первый компонент интерферометра состоит из двух децентрированных линз, разделяющих излучение на объектный и опорный пучки. В плоскости промежуточного изображения опорный пучок фильтруется с помощью пинхола, объектный проходит без изменения. Оба пучка собираются с помощью 2-го компонента и интерферируют. В плоскости изображения располагается камера, регистрирующая интерференционную картину. Полученные данные обрабатываются программно с целью извлечения необходимой информации.

В работе произведен габаритный расчет предложенного интерферометра общего пути при встраивании в конкретный микроскоп, работающего на просвет (рис.1).

Исходными данными при расчете являются длина волны падающего излучения λ, размер пиксела $a_{пкс}$ и физический размер $2x_{пи} \times 2y_{пи}$ приемника излучения, требуемое поле зрения микроскопа (угловое 2ω или линейное $2y_O$), диаметр D пучка на входе из микроскопа, его апертурный угол σ, а также фокусные расстояния микрообъектива $f_{мо}$ и тубусной линзы $f_{тл}$ [5]. В ходе габаритного расчета необходимо определить фокусные расстояния f_1 и f_2 двух компонентов интерферометра, диаметры D_1 и D_2 первого двухлинзового компонента $Л1_1$ и $Л1_2$, а также расстояние d между их осями. При расчете сделан упор на минимизацию габаритов разрабатываемого модуля.

Оптимальное значение диаметра внутренней линзы 1-го компонента составляет

$$D_2 = 2\frac{f_1}{f_2}\sqrt{\frac{A_{\text{ПИ}}}{\pi}},$$

где $A_{\text{ПИ}}$ – площадь приемника излучения. Расстояние d между осями линз 1-го компонента должно лежать в интервале

$$\frac{2 f_1 \sin\sigma}{m} < d \le \frac{\lambda f_2}{2a_{\text{пкс}}}.$$

Отношение фокусных расстояний двух компонентов интерферометра f_2/f_1 выражается через параметры микроскопа

$$\frac{f_2}{f_1} = m_{\text{инт}} \equiv \frac{y_{\text{ПИ}}}{y} = \frac{y_{\text{ПИ}}}{m_{\text{мс}} y_{\text{О}}},$$

где $m_{\text{мс}} = f_{\text{тл}}/f_{\text{мо}}$ – увеличение микроскопа.

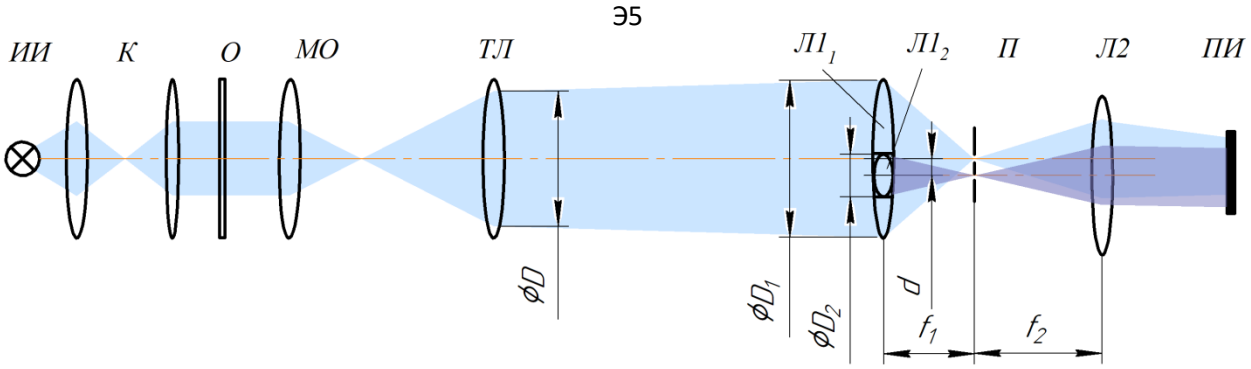


Рис. 1. *Оптическая схеиа микроскопа с интерференционным модулем: ИИ – источник излучения, К – конденсор, О – объект, МО – микрообъектив, ТЛ – тубусная линза, Л1₁ и Л1₂ – объективы первого компонента интерферометра, Л2 – второй компонент интерферометра, П – пространственный фильтр (пинхол), ПИ – приемник излучения*

Выводы

В работе описан голографический модуль на основе интерферометра общего пути «линза в линзе». Произведен габаритный расчет предложенного интерферометра. Описанный модуль имеет компактную схему и не содержит подвижных частей, что делает интерферометр более стабильным. Подобный модуль встраивается в оптический микроскоп, работающий на просвет, и дополняет его качественно новыми функциями мультиспектрального и фазового анализа.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 20-58-18007.

Список литературы

1. Inkyu Moon; Bahram Javidi. Three-dimensional identification of stem cells by computational holographic imaging. J. R. Soc. Interface. V.4 (13); p.305–313; 2007.
2. В. В. Демин, А. С. Ольшуков. Цифровое голографическое видео для исследования биологических частиц. Оптический журнал; Т. 79; № 6; С. 42-46; 2012.
3. М. Е. Гусев, А. А. Воронин, В. С. Гуревич [и др.]. Методы цифровой голографической интерферометрии и их применение для измерения наноперемещений. Наносистемы: физика, химия, математика; Т. 2; № 1; С. 23-39; 2011.
4. Патент № 2673784 C1 Российская Федерация, МПК G01B 9/02, G01N 21/45. Двухкомпонентный интерферометр общего пути : № 2018104845 опубл. 29.11.2018 / А. С. Мачихин, О. В. Польщикова, А. Г. Рамазанова [и др.]
5. Батшев В.И., Власова А.Г., Мачихин А.С. [и др.] Расчет параметров голографического модуля на основе двухлинзового интерферометра общего пути. Радиотехника и электроника (принято к публикации).

CALCULATION OF PARAMETERS OF DHM MODULE BASED ON A COMMON PATH INTERFEROMETER

graduate student, junior researcher, Vlasova A.G.[1,2]

[1]*Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation, Russian Academy of Sciences*
[2] *National Research University “Moscow Power Engineering Institute”*

vlasova.ag@ntcup.ru

The principle of operation of a holographic module based on a two-component common-path "lens in lens" interferometer is described. The main advantages of the proposed interferometer in comparison with other well-known interferometers used in digital holographic microscopy methods are considered. Calculation of the main parameters of the proposed interferometer is carried out. The presented module can be applied in biomedicine for detection of pathologies in cells and tissues having significant spectral dependence of the refractive index without complex preliminary sample preparation.

Keywords: interferometer, digital holography, quantitative phase microscopy, dimensional calculation

DOUBLE LAYER MAGNETO-ACTIVE FILMS FOR MAGNETOPHOTONICS AND OPTOMAGNONICS

Mikhailova T.[1], Vysokikh Yu.[2], Shaposhnikov A.[1], Berzhansky V.[1], Krasnoborodko S.[2]

[1]V.I. Vernadsky Crimean Federal University
[2]Scientific and Technological Centre of Unique Instrumentation of the RAS
Vysokikh.y@gmail.com

Magneto-optic and optomagnonic devices based on rare-earth garnets and iron garnets are very perspective application due to its unique properties of managing the light by the magnetic field. There are many difficulties to use materials with garnet's structure of different composition in combination with other components (silicon for example) to create modern devices and integrate it in microelectronics. In the work we present a detailed comparison of influence of synthesis regimes on crystal quality and other properties of double layer bismuth-substituted iron garnet (Bi:IG) films on substrates with and without garnet structure. It was found that smoother and more homogeneous samples on non-garnet substrates (fused quartz) can be obtained using slow and prolonged annealing, while high-quality films on garnet substrates are formed with shorter heating and annealing.
Keywords: AFM, iron garnets, magnetooptics, magnonics, cristallization

Today the scientific community is actively developing the idea of design magneto-optic and optomagnonic structures that combine the optical effects of transmission / localization of optical waves and the dynamics of magnetization at femto- and picosecond times [1, 2]. Various rare-earth garnets and iron garnets, the crystal structure of which makes it possible to achieve a wide variation in the properties of magnetic system, are quite proven materials for such applications. Particular attention should be paid to compositions with the addition of bismuth and cerium, which significantly increase the magneto-optic response and make it possible to detect the dynamics of magnetization by means of direct magneto-optic effects. Unfortunately, modern experimental possibilities make it difficult to use garnets of different composition in combination with other components (for example, nanoscale one-dimensional and two-dimensional lattices of other magnetic or nonmagnetic materials) in real synthesis of magneto-active structures, which makes many calculated models unpromising and unrealizable in practice. Crystallization process is one of the most important factors which determine films' quality. In the work we present a detailed comparison of influence of synthesis regimes on crystal quality and other properties of double layer bismuth-substituted iron garnet (Bi:IG) films on substrates with and without garnet structure. Bi:IG films were fabricated by reactive ion beam sputtering method (RIBS) on gadolinium gallium garnet or fused quartz. The garnet phase was formed by crystallization annealing. It was found that smoother and more homogeneous samples on non-garnet substrates can be obtained using slow and prolonged annealing, while high-quality films on garnet substrates are formed with shorter heating and annealing. Fig. 1 shows the morphological parameters of a sample with irregular crystal structure.

Acknowlegements

TVM, ANSh, VNB acknowledge support by the Russian Ministry of Education and Science (Megagrant project N 075-15-2019-1934) for the synthesis of samples.

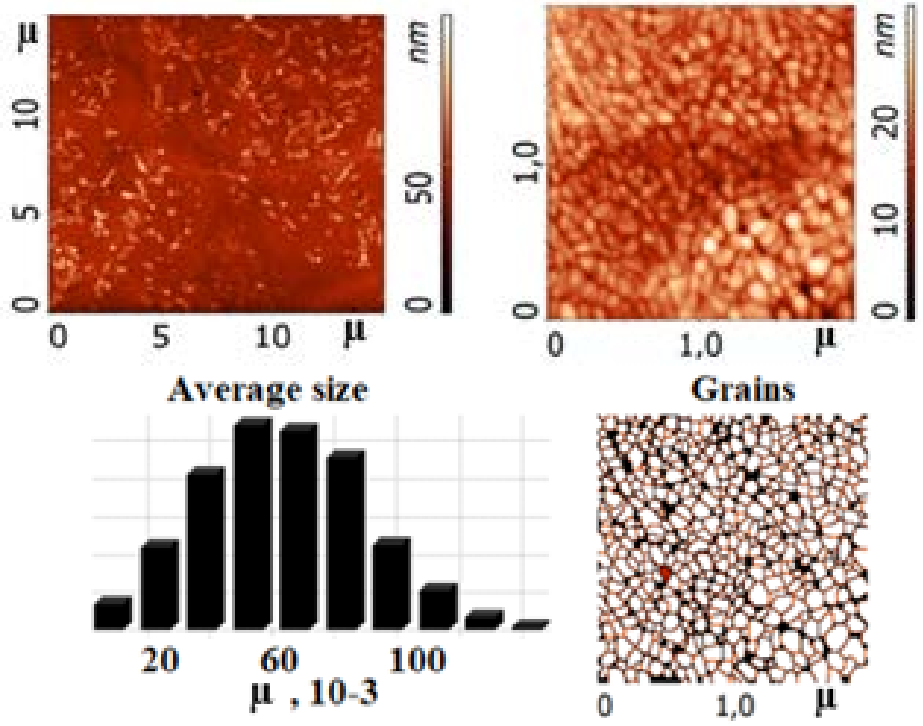


Fig. 1. *Topography and grain analysis of double layer Bi:IG on fused quartz substrate.*

References

1. Pantazopoulos P.A. et al. “High-efficiency triple-resonant inelastic light scattering in planar optomagnonic cavities”, New J. Phys., 2019 **21** 095001
2. Ignatyeva D., Ozerov V., Hamidi M., Chernov A., Belotelov V. “Optical excitation of spin waves in all-dielectric nanostructured materials with iron garnet”, AIP Conference Proceedings 2300, 2020 020045

ДВУХСЛОЙНЫЕ МАГНИТОАКТИВНЫЕ ПЛЕНКИ ДЛЯ МАГНИТОФОТОНИКИ И ОПТОМАГНИТОНИКИ

Михайлова Т.[1], Высоких Ю.[2], Шапошников А.[1],
Бержанский В.[1], Краснобородько С.[2]

[1] Крымский федеральный университет им. В.И.Вернадского
[2] Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН
Vysokikh.y@gmail.com

Магнитооптические устройства и устройства оптомагноники на основе редкоземельных гранатов и железоиттриевых гранатов являются очень перспективной областью исследований благодаря своим уникальным свойствам управления светом с помощью магнитного поля. Существует много трудностей при использовании материалов со структурой граната различного состава в сочетании с другими компонентами (например, кремнием) для создания современных устройств и интеграции их в микроэлектронику. В работе мы представляем подробное сравнение влияния режимов синтеза на качество кристаллов и другие свойства двухслойных пленок висмут-замещенного железоиттриевого граната (Bi:IG) на подложках со структурой граната и без нее. Было обнаружено, что более гладкие и однородные образцы на подложках, не содержащих гранатовую фазу (плавленый кварц), можно получить с помощью медленного и длительного отжига, в то время как высококачественные пленки на подложках из граната формируются при более коротком нагреве и отжиге.
Ключевые слова: АСМ, феррит гранат, магнитооптика, магноника, кристализация

ГИПЕРСПЕКТРАЛЬНАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПАТОЛОГИЙ КОЖИ ЧЕЛОВЕКА: РЕШАЕМЫЕ ЗАДАЧИ И ИСПОЛЬЗУЕМАЯ АППАРАТУРА

инженер-исследователь Шарикова М.О.

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН
sharikova.mo@ntcup.ru

Мульти- и гиперспектральные системы визуализации, которые обеспечивают точную количественную оценку спектральных и пространственных характеристик, использовались в течение последних нескольких лет для неинвазивного анализа спектральных свойств кожи. Основным преимуществом этого метода является бесконтактное спектроскопическое измерение большой площади без применения контрастных веществ или использования других инвазивных процедур. При этом надежность распознавания патологии существенно зависит от спектрального диапазона работы системы. Чем больше длина волны, тем более глубокие слои кожи можно анализировать. В настоящем докладе показано, что наиболее эффективными оказываются методы на основе анализа спектральных изображений одновременно в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах.
Ключевые слова: мультиспектральная визуализация, гиперспектральная визуализация, патологии кожи человека, видимый диапазон, ближний инфракрасный диапазон, акустооптика

Introduction

Spectral imaging combines traditional imaging and spectroscopy techniques to obtain both spatial and spectral information about an object. Spectral imaging can be divided into multispectral and hyperspectral, depending on its spectral resolution, number, width and contiguity of bands (Fig. 1). Multispectral imaging systems typically collect data in several and relatively wide spectral bands, while hyperspectral systems can have hundreds of spectral bands spaced closely together.

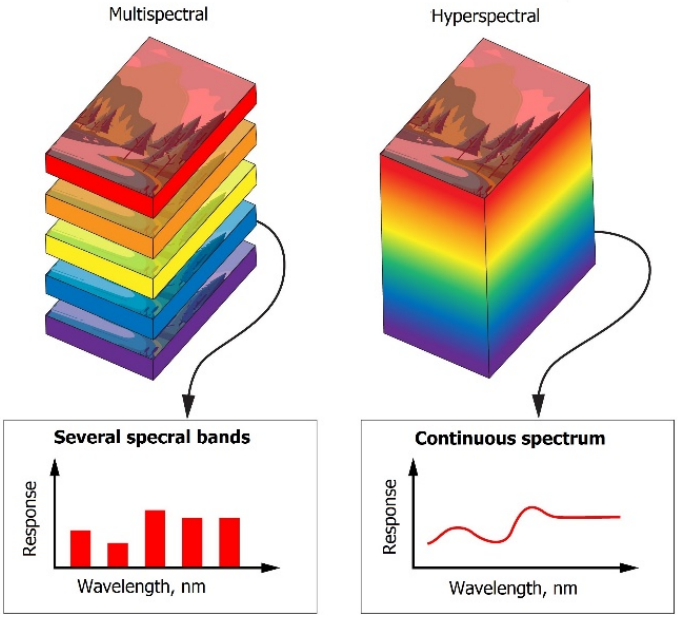


Figure 1. *The difference between hyperspectral and multispectral imaging.*

Imaging systems for human skin pathologies

Multi- and hyperspectral imaging systems have been used over the past few years for the reliable and non-invasive analysis of spectral and colorimetric properties of the skin [1], in particular to improve the detection of skin cancer, especially melanoma, which is the most aggressive and fatal form [2,3].

In 2005, an automated multispectral imaging system was developed for the diagnosis of pigmented lesions [4]. The device consisted of a spectrophotometer with a light source, a monochromator, and a beam of light guides connected to the probe head. The spectral range from 483 to 950 nm was covered by 15 spectral bands 30 nm wide. In [5], a multispectral system was used, which included halogen lamps and tunable liquid crystal filters from 450 to 950 nm with a spectral bandwidth of 15 nm (scanning step of 10 nm). Multi- and hyperspectral imaging systems have been used over the past few years for the reliable and non-invasive

analysis of spectral and colorimetric properties of the skin [1], in particular to improve the detection of skin cancer, especially melanoma, which is the most aggressive and fatal form [2,3].
In 2005, an automated multispectral imaging system was developed for the diagnosis of pigmented lesions [4]. The device consisted of a spectrophotometer with a light source, a monochromator, and a beam of light guides connected to the probe head. The spectral range from 483 to 950 nm was covered by 15 spectral bands 30 nm wide. In [5], a multispectral system was used, which included halogen lamps and tunable liquid crystal filters from 450 to 950 nm with a spectral bandwidth of 15 nm (scanning step of 10 nm).
The emergence of new InGaAs-based cameras with high quantum efficiency in the range from 900 to 1700 nm has aroused biologists' interest in this relatively unexplored spectral region [6]. This spectral range provides in vivo optical imaging of deeper depths [7], which can be used to improve the diagnosis and prognosis of skin cancer. In [8], the multispectral system of the visible spectral range was supplemented with a device operating in the range from 900 to 1600 nm. The system includes high-power LEDs with peak wavelengths of 995 nm, 1081 nm, 1214 nm, 1340 nm, and 1513 nm, selected in accordance with the absorption curves of the main skin chromophores [9]. It should also be noted acousto-optic hyperspectral systems, their spectral range is limited, as a rule, to one octave [10, 11]. To obtain spectral images covering the range from 450 to 1700 nm, two different imaging modules are required, operating in different wavelength ranges (for example, 450-900 nm and 900-1700 nm) [12].

Conclusion

The report provides an overview of multi- and hyperspectral imaging systems used in biomedicine to detect skin pathologies at early stages. The relevance of continuous recording of spectral images in a wide wavelength range from 450 to 1700 nm is shown.

References

1. Pladellorens J. et al. A Device for the Color Measurement and Detection of Spots on the Skin // Skin Res. Technol. Vol. 14. № 1. 2008. pp. 65–70.
2. Klaus W., Allen J. R. Fitzpatrick's Color Atlas & Synopsis of Clinical Dermatology. New York McGraw-Hill Professional, 2009.
3. Garcia-Uribe A. et al. In-vivo characterization of optical properties of pigmented skin lesions including melanoma using oblique incidence diffuse reflectance spectrometry // J. Biomed. Opt. Vol. 16. № 2. 2011. 020501.
4. Tomatis S. et al. Automated Melanoma Detection with a Novel Multispectral Imaging System: Results of a prospective study // Phys. Med. Biol. Vol. 50. № 8. 2005. pp. 1675–1687.
5. Kuzmina I. et al. Towards Non-Contact Skin Melanoma Selection by Multispectral Analysis // J. Biomed. Opt. Vol. 16. № 6. 2011. 060502.
6. Salo D. et al. Multispectral imaging/deep tissue imaging: Extended near-infrared: A new window on in vivo bioimaging // BioOpt. World. 7. 2014. pp. 22–25.
7. Mourant J. R. et al. The Diagnostic Accuracy of in vivo Confocal Scanning Laser Microscopy Compared to Dermoscopy of Benign and Malignant Melanocytic Lesions: A Prospective Study // Arch. Dermatol. Vol. 215. № 4. 2007. pp. 365–372.
8. Delpueyo X. et al. Multispectral imaging system based on light-emitting diodes for the detection of melanomas and basal cell carcinomas: A pilot study // J. Biomed. Opt. Vol. 22. № 6. 2017. 065006.
9. Rey-Barroso L. et al. Visible and Extended Near-Infrared Multispectral Imaging for Skin Cancer Diagnosis // Sensors. Vol. 18. № 5. 2018. 1441.
10. Batshev V. et al. Polarizer-free AOTF-based SWIR hyperspectral imaging for biomedical applications // Sensors. Vol. 20. № 16. 2020. 4439.
11. Korablev O. I. et al. Acousto-optic tunable filter spectrometers in space missions // Appl. Opt. Vol. 57. № 10. 2018. C103.
12. Batshev V. I. et al. Tunable Acousto-Optic Filter for the 450–900 and 900–1700 nm // Spectral Range, Journal of Communications Technology and Electronics. Vol. 65. № 7. 2020. pp. 800-805.

HYPERSPECTRAL IMAGING OF HUMAN SKIN PATHOLOGIES: TASKS TO BE SOLVED AND EQUIPMENT USED

research engineer Sharikova M.O.

Scientific and Technological Centre of Unique Instrumentation of the Russian Academy of Sciences
sharikova.mo@ntcup.ru

Multi- and hyperspectral imaging systems, which provide accurate quantitative assessment of spectral and spatial characteristics, have been used over the past several years for non-invasive analysis of the spectral properties of the skin. The main advantage of this method is the non-contact spectroscopic measurement of a large area without the use of contrast agents or the use of other invasive procedures. At the same time, the reliability of pathology recognition depends significantly on the spectral range of the system operation. The

longer the wavelength, the deeper the skin layers can be analyzed. This report shows that the most effective methods are based on the analysis of spectral images simultaneously in the visible and near infrared ranges.
Keywords: multispectral imaging, hyperspectral imaging, human skin pathologies, visible range, near infrared range, acousto-optics

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В АКУСТООПТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВАХ

с.н.с., к.т.н., доц. Титов С.А., в.н.с., д.т.н., доц. Мачихин А.С., зав. отд., д.ф.-м.н. Пожар В.Э.

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН
sergetitov@mail.ru

Представлен метод определения акустического поля, создаваемого в кристаллической среде акустооптического (АО) модулятора его ультразвуковым излучателем, с использованием в качестве чувствительного инструмента акустического микроскопа, фокусируемого на торцевую грань кристалла, противоположную грани, на которой расположен пьезопреобразователь. Метод был протестирован на АО модуляторе, контролируемая грань которого была очищена от поглотителя. В результате были выявлены основные особенности поля акустического излучателя, в частности неодинаковая амплитуда поля возбуждаемого разными секциями излучателя. Показано, что этот метод анализа позволяет определять особенности АО волны, проходящей через рабочую область кристалла.
Ключевые слова: акустооптика, ультразвуковой преобразователь, визуализация

Введение

Характеристики акустооптических (АО) устройств напрямую зависят от свойств динамических брэгговских решеток, возбуждаемых акустическими волнами [1]. Поэтому контроль этих свойств является важной задачей.

В то время как в теоретических моделях, как правило, предполагается идеальная форма поля в виде плоской волны, в реальности возбуждаемый акустический пучок демонстрирует расходимость, затухание и переотражения от стенок. Для оценки степени влияния этих факторов следует уметь определять реальные распределения амплитуды и фазы акустических волн в среде.

Для контроля акустического поля часто используют дифракцию пробного лазерного пучка в направлении поперек акустического столба, со стороны боковых граней. Однако в рабочем состоянии эти грани, как правило, недоступны для такого исследования. Альтернативным подходом, использованным в данной работе, является исследование акустической волны, прошедшей через АО ячейку, ультразвуковыми датчиками. В этом качестве был, в частности, использован акустический микроскоп, приемный элемент которого сфокусирован в точку среды и этот фокус может перемещаться по пространству.

В работе описан и опробован метод исследований, показана его применимость и описаны возможные применения.

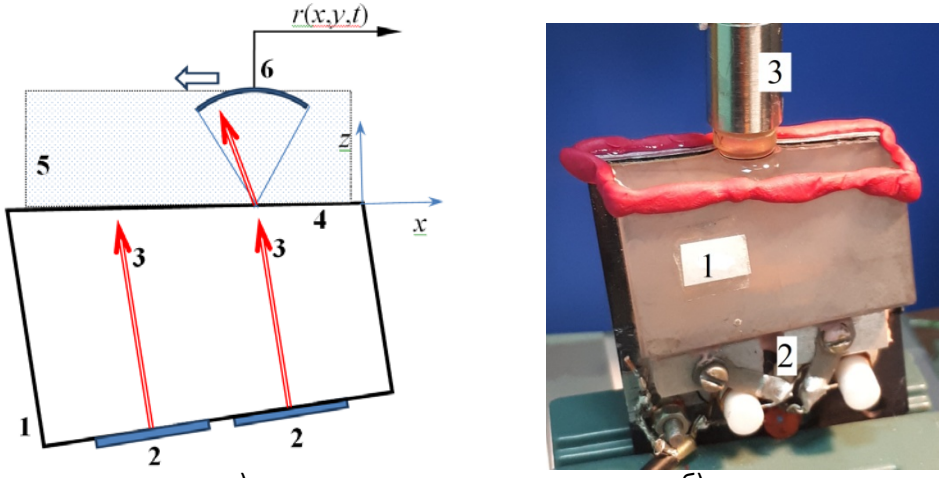
1. Метод измерений

Принцип измерений акустического поля, создаваемого ультразвуковым излучателем АО устройства, представлен на рис. 1.

Регистрация распределения поля на торцевой границе 4 кристалла 1 производится путем сканирования фокуса акустического микроскопа вдоль оси x и поточечного измерения характеристик пришедшего акустического сигнала. Поскольку такие измерения проводятся в импульсном режиме, то излучатель волн 2 возбуждается электрическим импульсом от генератора акустического микроскопа. (Это оказалось возможным, поскольку полоса частот используемого приемного элемента, составляющая 50–100 МГц, в значительной степени перекрывалась с диапазон рабочих частот исследуемого АО модулятора). Возбужденный акустический импульс 6, достигший торца кристалла (z=0), частично проходит в иммерсионную жидкость 5 и принимается ультразвуковым элементом акустического микроскопа 3.

Регистрируемый приемником сигнал является сверткой по пространственным (x, y) и временной (t) переменным поля $u(x,y,t)$ в иммерсионной среде в плоскости z=0 с пространственно–временным импульсным откликом приемного акустического элемента $h(x,y,t)$:

$$r(x,y,t) = u(x,y,t) \overset{x\ y\ t}{***} h(x,y,t)\ . \qquad (1)$$



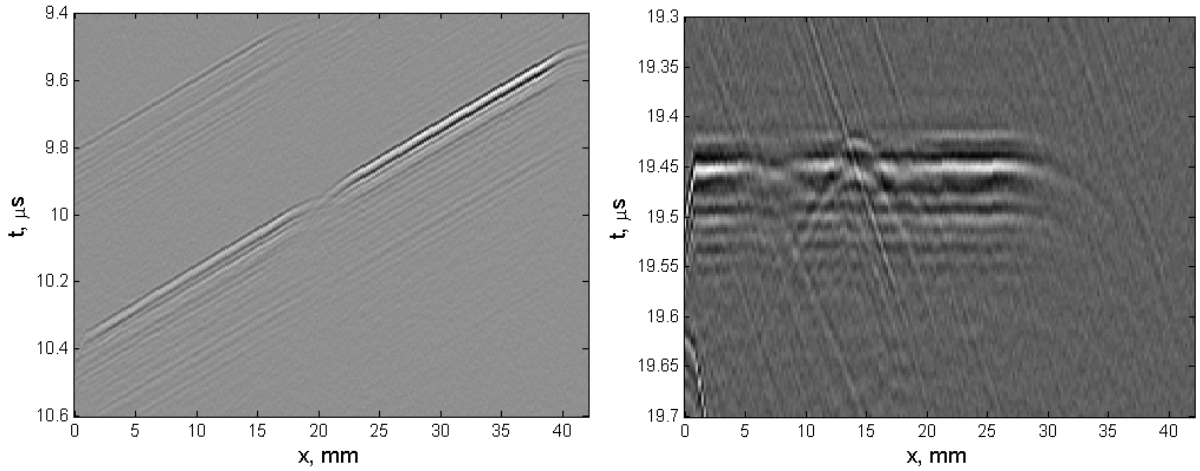
а) б)

Рис. 1. *Измерение акустического поля в АО модуляторе: схема измерений (а) и измерительная установка (б). 1 – рабочий кристалл, 2 – секционированный пьезопреобразователь АО модулятора, 3 – приемный элемент акустического микроскопа; 4 – торцевая плоскость; 5 – иммерсионная жидкость; 6 – направления акустических пучков.*

Параметры функции импульсного отклика *h* определяют поперечную разрешающую способность, которая для использованного в эксперименте приемного элемента составляла приблизительно 30 мкм. Диапазон углов, в пределах которого данный элемент может принимать плоские волны в иммерсионной жидкости, ограничен в пределах ±30° от нормали, что определяется соотношением скоростей звука рассматриваемой моды в твердом теле и жидкости.

2. Результаты исследования

Исследованный в работе АО модулятор М3-305-1 содержит АО ячейку из оптического плавленого кварца [2]. Его пьезопреобразователь из ниобата лития излучает акустические продольные волны в рабочем диапазоне с центром на частоте 50 МГц. Он содержит две секции размером 17.5 × 3.5 мм с зазором 4 мм, включенные параллельно. Регистрируемый пространственно-временной сигнал содержит множество составляющих, вызванных различными волновыми модами и их переотражениями, что видно из представленных полутоновых диаграмм (рис. 2).



а) б)

Рис. 2. *Диаграммы сигналов, пришедших на торец кристалла (z=0), в координатах (x, t): (а) – однократный пробег; (б) – трехкратный пробег (в увеличенном масштабе, без наклона).*

Отклик *r*(*x*,*t*) в виде наклонной прямой на рис. 2,а образован продольной волной, излучаемой исследуемой преобразователем: в каждом сечении *x* он представляет собой короткий импульс в виде одного выделяющегося по амплитуде периода. При этом, поскольку верхний торец кристалла наклонен по отношению к плоскости излучателя, задержка отклика, определяемая временем пробега, линейно зависит от *x*. На диаграмме выделяются две составляющие, соответствующие двум

секциям преобразователя, причем правая секция дает заметно больший по амплитуде сигнал. Это различие не может быть объяснено большим поглощением из-за большей длины пути, а, следовательно, объясняется неодинаковой величиной возбуждения двух секций излучателя. Форма отклика имеет плоский участок, протяженность которого примерно равна размеру преобразователя, и закругленные концы, образованные волнами, излученными краем излучателя и идущими под небольшим углом, а потому приходящими с соответствующей задержкой. Такая форма является характерной для широкополосного «поршневого» ультразвукового преобразователя [3]. Вычисленная фазовая скорость распространения волны составила приблизительно V = 5,97 км/с, что соответствует продольной моде для материала АО ячейки.

Представляет интерес и изучение сигнала трехкратного прохождения продольной волны после отражения от верхней и нижней грани (рис. 2,б). Для более детальной визуализации его структуры он представлен на диаграмме в координатах, компенсирующих наклон: (x, t–αx), где α=0.06 мкс/мм. На диаграмме наблюдается существенное (примерно на 10 мм) смещение отклика влево, вызванное клиновидностью ячейки, и разделение отклика на две области, соответствующие двум секциям излучателя. На диаграмме видна только та часть волны левой секции, которая непосредственно достигает торцевой поверхности ячейки, тогда как остальная часть, отражающаяся от боковой грани, приходит на эту поверхность с дополнительной задержкой. В целом в структуре поля также различаются как плоский участок, так и «краевые волны». Вместе с тем, в поле правой секции наблюдаются существенные искажения, вызванные, по-видимому, тенью от зазора между секциями преобразователя.

Выводы

Описанный простой метод позволяет получать прямую информацию о характеристиках поля в кристалле. Таким образом, возможно определять такие характеристики как однородность поля, относительная эффективность возбуждения ультразвука, расходимость, наличие переотражений, степень затухания или ослабления сигнала. Метод позволяет исследовать характеристики прошедшего через кристалл акустического пучка в отсутствие акустического поглотителя (в ходе изготовления АО элемента, на стадии согласования пьезопреобразователя с ВЧ генератором или при временном удалении поглотителя) или на его входной и выходной гранях, куда могут попадать части акустического пучка. Также, в принципе, акустические поля могут исследоваться и со стороны боковых граней, пока АО ячейка не заключена в корпус. Исследование в импульсном режиме позволяет определять и распределение полей по глубине, а также устанавливать впрямую связь компонент поля с особенностями источника возбуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках Государственного задания № 0069-2019-0009.

Список литературы

1. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Н. Физические основы акустооптики // М.: Радио и связь, 1985.
2. http://www.laser-reserv.ru/pub/lazernyetehnologii/acus/
3. Кайно Г. Акустические волны: Устройства, визуализация и аналоговая обработка сигналов // М.: Мир, 1990.

IMAGING OF THE ACOUSTIC FIELD IN ACOUSTO-OPTIC DEVICES

Senior researcher, PhD, Prof. ass. Titov S.A., Leading researcher, Dr.Sc., PhD Machikhin A.S, Head of department, Dr.Sc., PhD, Prof. Pozhar V.E.

Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation of the RAS
sergetitov@mail.ru

A method for imaging of acoustic field created by an ultrasonic transducer in a crystalline medium of an acousto-optic (AO) modulator is presented. An acoustic microscope focused on the crystal surface opposite the piezoelectric transducer is used for imaging in this technique. An AO modulator with removed absorber was used for validation of the proposed approach. The main features of the generated acoustic field were revealed, in particular, the unequal amplitudes excited by different sections of the transducer were detected. It is shown that the parameters of the AO wave passing through the active volume of the crystal can be obtained by the developed method.

Keywords: acousto-optics, ultrasonic transducer, imaging

ШИРОКОУГОЛЬНЫЕ АКУСТООПТИЧЕСКИЕ ДЕФЛЕКТОРЫ НА ОСНОВЕ ИЗОТРОПНОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В ДВУОСНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Купрейчик М. И.[1], Балакший В.И[1,2], Пожар В. Э.[2]

[1]Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова
[2]Научно-технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук
maxim10111992@gmail.com, balakshy@phys.msu.ru, vitold@ntcup.ru

На примере ромбического кристалла йодноватой кислоты проведено детальное исследование характеристик новых вариантов изотропного рассеяния света в косых срезах двуосных кристаллах, сечения поверхности рефракции которыми содержат вогнутый участок. Для указанных режимов дифракции рассчитаны частотные зависимости углов Брэгга и диапазоны акустооптического взаимодействия. Установлено, что в таком случае может быть реализован уникальный, одновременно широкополосный и широкоугольный вариант рассеяния света. Показано, что созданный на его основе дефлектор будет существенно превосходить существующие аналоги по величине углового диапазона. Для подобного прибора определены оптимальные, с точки зрения практической реализации, срезы кристалла. Доказано, что двумерная передаточная функция такого широкоугольного дефлектора имеет сложную Х-образную форму, не имеющую аналогов среди одноосных кристаллов. Изучена возможность применения рассматриваемого режима дифракции в устройствах пространственной фильтрации световых пучков.
Ключевые слова: акустооптика, ультразвуковой преобразователь, визуализация

1. Введение

Устройства, основанные на акустооптическом (АО) эффекте находят широкое применение в различных областях науки и техники. Современные АО приборы позволяют оперативно и с высокой точностью управлять частотным и угловым спектрами световой волны, а также изменять направление ее распространения [1,2]. Особое место в списке устройств оптоэлектроники занимают АО дефлекторы, осуществляющие угловое сканирование лазерного излучения. Быстрая произвольная адресация, высокая угловая скорость и точность сканирования определяют их широкое применение в устройствах 3D-сканирования, в лазерной сканирующей микроскопии, при лазерной обработке материалов и в телекоммуникационных системах.

Подавляющее большинство современных АО дефлекторов выполняются на основе кристалла парателлурита. Развитая технология роста больших однородных образцов позволяет создавать парателлуритные дефлекторы с большим числом пространственно разрешимых положений *N*, а чрезвычайно высокая АО эффективность материала определяет их низкое энергопотребление. Недостатком подобных устройств является их невысокое быстродействие, обусловленное низкой скоростью используемой акустической волны. Для повышения быстродействия и сохранения высокого числа *N* необходимо расширить частотный диапазон АО ячейки. Существующие способы решения этой проблемы основаны, как правило, на использовании каскадной системы из двух дефлекторов с согласованными частотными диапазонами [3]. Однако такой подход приводит к усложнению конструкции и увеличению габаритов АО прибора, что существенно сужает область его возможного практического применения.

Другой важной, особенно актуальной для приложений в среднем и дальнем ИК диапазонах, проблемой современной акустооптики является задача создания устройств сканирования сильно расходящихся оптических пучков. Высокая дифракционная расходимость излучения в указанном диапазоне длин волн накладывает жесткие требования на угловую апертуру АО дефлекторов, удовлетворить которым при использовании классических геометрий широкополосного рассеяния света будет весьма затруднительно.

Для решения вышеупомянутых проблем видится перспективным использование специальных геометрий АО взаимодействия в двуосных кристаллах. Сложная структура оптической анизотропии последних допускает большее разнообразие вариантов АО дифракции, что позволяет создавать приборы принципиально нового типа [4,5]. Среди подобных новых режимов дифракции особое место занимают конфигурации изотропного рассеяния медленной оптической моды (α-волны) в плоскостях, сечения поверхности рефракции которыми содержат вогнутые участки. Так, в работе [5] показано, что в случае, когда акустическая волновая нормаль ортогональна к одной из бирадиалей двуосного кристалла, реализуется низкоселективный вариант взаимодействия, на основе которого

может быть создан АО дефлектор, способный сканировать неколлимированные оптические пучки. Целью настоящей работы явилось исследование подобного режима дифракции в кристалле йодноватой кислоты (α-HIO_3) в ситуации, когда ультразвуковой пучок распространяется вдоль оси *Y*, ортогональной к плоскости, содержащей оптические оси.

Йодноватая кислота – известный лазерный двуосный кристалл, отличающийся хорошими нелинейно-оптическими и АО свойствами [6]. Низкие акустические и оптические потери наряду с заметным двулучепреломлением и возможностью получения кристаллов большого размера и высокого оптического качества делают его перспективным материалом для создания АО фильтров со сверхвысоким спектральным разрешением [7]. Все дальнейшие расчеты характеристик дифракции проводились для длины волны света λ = 633 нм. В таком случае главные показатели преломления кристалла α-HIO_3 равны: n_X = 1.9865, n_Y = 1.9604, n_Z = 1.8378; угол между оптическими осями, лежащими в плоскости *XZ*, составляет 47º. Необходимые для проведения расчетов значения упругих и фотоупругих модулей материала были взяты из литературных источников [6].

2. Результаты расчетов

При изучении характеристик новых вариантов рассеяния α-волны в вышеупомянутых срезах кристалла α-HIO_3 удобно конкретизировать плоскость взаимодействия посредством полярного угла θ между нормалью к последней и осью *X*. В ходе расчетов выясняется, что нетривиальные варианты изотропной АО дифракции наблюдаются в плоскостях, отвечающих интервалу изменения введенного угла от 21.9º до 25.2º. В срезах кристалла на границах указанного диапазона поверхность показателей преломления α-моды содержит протяженный плоский участок, удобный для создания специального сверхширокополосного дефлектора, отличающегося высокой однородностью частотной характеристики [4].

Частотные зависимости углов Брэгга $\vartheta_B(f)$ для процесса $\alpha \rightarrow \alpha$ в плоскости взаимодействия с θ = 24.8º приведены на рис.1,а. Сплошные кривые на графике иллюстрируют рассеяние медленной оптической моды в –1-ый порядок, тогда как пунктирные кривые отвечают процессу дифракции в +1-ый порядок. Как следует из рис.1,а, в таком случае помимо привычных линейных ветвей брэгговских кривых существуют дополнительные области АО синхронизма, отвечающие нетривиальным вариантам рассеяния света. В точках пересечения указанных ветвей реализуется низкоселективный режим АО дифракции, на основе которого может быть создан изучаемый здесь вариант широкоугольного дефлектора. Рабочая точка этого уникального АО прибора показана на графиках символом WD. Точками D на рис.1 отмечены области, оптимальные для создания другого необычного дефлектора, функционирующего при рассеянии света с выпуклого на вогнутый участок сечения поверхности рефракции.

При увеличении угла θ центральные частоты вышеупомянутых АО устройств постепенно уменьшаются, обращаясь в нуль при θ = 25.2º. При уменьшении угла θ, напротив, рабочие точки дефлекторов смещаются в более высокочастотный диапазон, а кривизна дополнительных областей АО синхронизма в точке WD быстро уменьшается. Наконец, в плоскости взаимодействия содержащей оптическую ось, последняя обращается в нуль, так что угловая селективность дифракции оказывается чрезвычайно низкой (рис.1,б). Последующее уменьшение угла θ приводит к развитию ситуации в обратном порядке. Необходимо особо подчеркнуть, что представленные на рис. 1 кривые $\vartheta_B(f)$ не имеют аналогов среди подобных зависимостей в одноосных кристаллах.

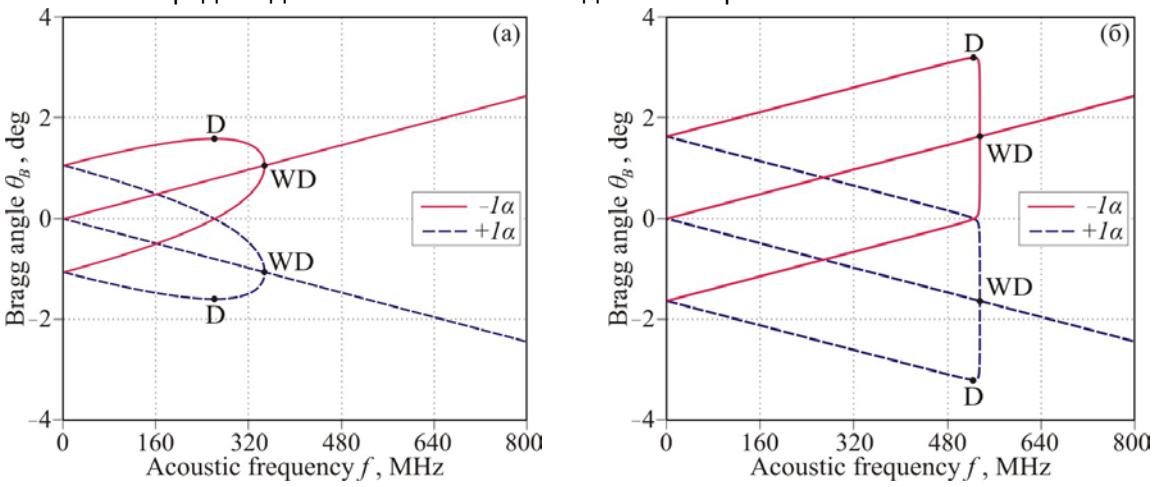


Рис. 1. *Частотные зависимости углов Брэгга в различных срезах кристалла: θ = 24.8º (а), θ = 23.5º (б).*

Параметры исследуемой низкоселективной геометрии дифракции в различных срезах кристалла йодноватой кислоты показаны на рис. 2,а. Наибольший коэффициент АО качества $M = 51 \cdot 10^{-18}$ $c^3/г$

достигается при рассеянии света на плоском участке при θ = 25.2º, тогда как в плоскости, отвечающей максимуму рабочей частоты f_0, АО качество близко к нулю.
Частотные характеристики дифракции в срезе кристалла с θ = 24.8º представлены на рис. 2,б. Расчеты проводились для длины пьезо-преобразователя 2 см и трех различных углов падения: 0.7º, 1.1º и 1.4º. Максимальный частотный диапазон АО ячейки составляет 160 МГц, что соответствует полному углу сканирования в воздухе 2º. Из графика видно, что в интервале частот 90 МГц угловой диапазон дифракции равен 0.3º, тогда как в частотной полосе 51 МГц последний расширяется до 0.7º. Для сравнения, полный угол сканирования парателлуритных АО дефлекторов в срезе 4º плоскости (110) при тех же параметрах ячейки не превышает 1.3º, а допустимая угловая апертура составляет всего 0.02º. Следует отметить, что аналогичные широкоугольные дефлекторы на кристалле α-HIO_3 в плоскостях с бóльшими θ позволяют получить еще бóльший выигрыш по отношению к существующим АО приборами как по угловой апертуре, так и по диапазону углов сканирования.

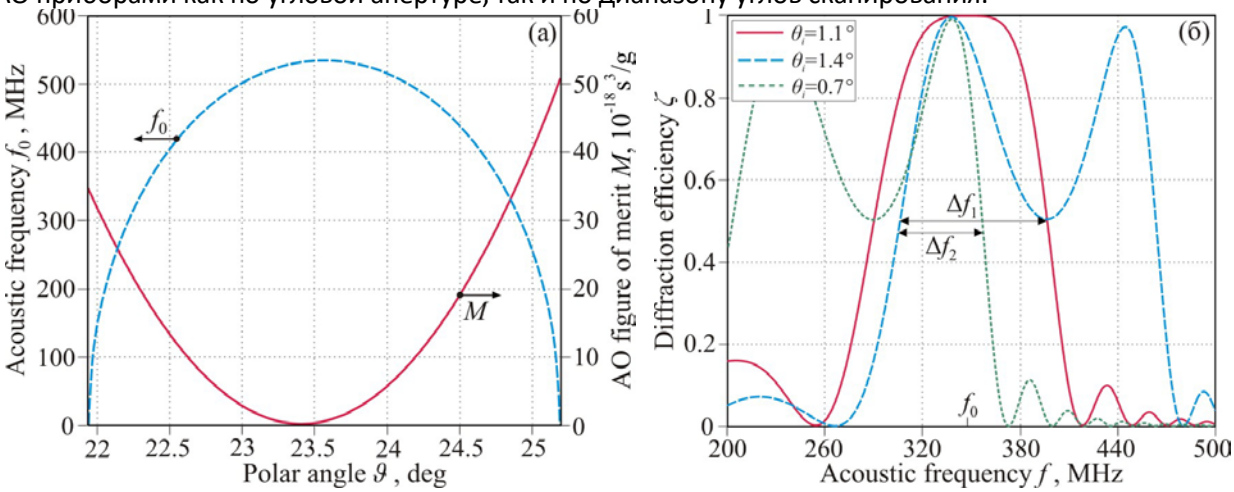


Рис. 2. *Общие параметры низкоселективного режима дифракции (а), частотные характеристики при θ = 24.8º (б)*

В ходе расчетов было установлено, что для исследуемого низкоселективного режима взаимодействия двумерная передаточная функция (ДПФ) имеет сложную Х-образную форму, не имеющую аналогов в одноосных кристаллах. ДПФ АО ячейки в срезе с θ = 24.8º при $f = f_0$ представлена на рис.3,а. При увеличении частоты ультразвука изогнутая крестообразная область смещается влево и вверх (рис.3,б), тогда как при уменьшении частоты аналогичное смещение происходит в противоположном направлении. Вид картин на рис.3 также открывает новые возможности для АО фильтрации изображений [8]. Например, выбирая рабочую точку в центре ДПФ на рис.3,а, можно в одной АО ячейке осуществлять операции интегрирования (при $f = f_0$) и направленного дифференцирования (при $f \neq f_0$) изображения. Интересно отметить, что направление дифференцирование существенно зависит как от величины, так и от знака отстройки частоты ультразвука, что может оказаться полезным при решении задач визуализации фазовых объектов АО методом [8].

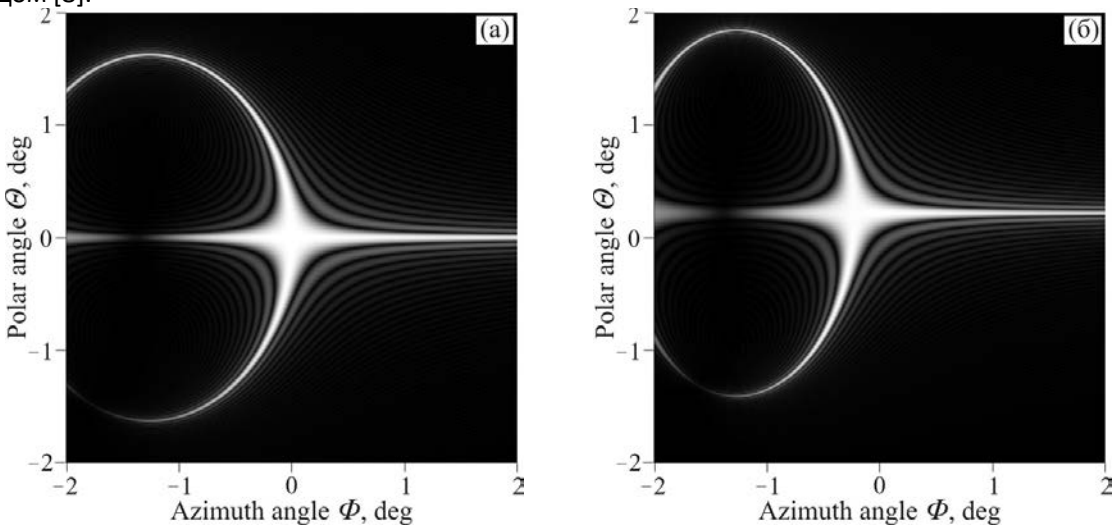


Рис. 3. *Двумерные передаточные функции АО ячейки при θ = 24.8º: f = f_0 (а), f = 420 МГц (б).*

3. Заключение

Представлены результаты анализа характеристик новых вариантов изотропного АО рассеяния в кристалле α-HIO_3. Предложен специальный широкоугольный АО дефлектор, способный сканировать сильно расходящиеся оптические пучки. Показано, что по ряду характеристик такой прибор будет существенно превосходить существующие аналоги, что позволяет рассчитывать на его возможное практическое применение. Исследована возможность использования низкоселективного варианта изотропного взаимодействия в АО устройствах пространственной фильтрации световых пучков.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (РНФ) № 19-19-00606.

Список литературы

1. В. Балакший, В. Парыгин, Л. Чирков. *Физические основы акустооптики*. М. Радио и связь, 1985.
2. A. Goutzoulis, D. Pape. *Design and fabrication of acousto-optic devices*. N. Y. Marcel Dekker, 1994.
3. *J. Kastelik, S. Dupont, K. Yushkov, V. Molchanov, J. Gazalet,* “Double acousto-optic deflector system for increased scanning range of laser beams”, *Ultrasonics V***80**, 2017, pp.62-65.
4. *M. Milkov, V. Voloshinov, L. Isaenko, V. Vedenyapin,* “An experimental study of ultra-wide-band and ultra-wide-aperture non-collinear acousto-optic diffraction in an optically biaxial potassium arsenate titanyl crystal”, *Moscow University Phys. Bull. V***73**(1), 2018, pp.83-88.
5. *M. Kupreychik, V. Balakshy, S. Mantsevich,* “Extraordinary variants of anisotropic acousto-optic interaction in optically biaxial crystals”, *Proceedings of WECONF* 2020 *A***57**, 2020, pp.1-7.
6. *D. Pinnow, R. Dixon,* “Alpha-iodic acid: a solution-grown crystal with a high figure of merit for acousto-optic device applications”, *Appl. Phys. V***13**(4), 1968, pp.156-158.
7. *V. Balakshy, M. Kupreychik, S. Mantsevich, V. Pozhar,* “Acousto-Optical devices based on biaxial crystals of rhombic syngony”, *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. V***85(**6), 2021, pp.612-616.
8. *V. Balakshy,* “Acousto-optic visualization of optical wavefronts”, *Appl. Opt. V***57**(10), 2018, pp. 56-63.

WIDE-ANGLE ACOUSTO-OPTIC DEFLECTORS BASED ON ISOTROPIC LIGHT SCATTERING IN BIAXIAL CRYSTALS

Kupreychik M. I.[1], Balakshiy V.I[1,2], Pozhar V. E.[2]

[1]*Lomonosov Moscow State University*
[2] *Scientific and Technological Centre of Unique Instrumentation of the Russian Academy of Sciences*
maxim10111992@gmail.com, balakshy@phys.msu.ru , vitold@ntcup.ru

Using the example of a rhombic crystal of iodic acid, a detailed study of the characteristics of new variants of isotropic light scattering in oblique sections of biaxial crystals whose refraction surface sections contain a concave section has been carried out. Frequency dependences of Bragg angles and ranges of acousto-optical interaction are calculated for these diffraction modes. It is established that in this case, a unique, simultaneously broadband and wide-angle variant of light scattering can be implemented. It is shown that the deflector created on its basis will significantly exceed the existing analogues in terms of the angular range. Optimal crystal slices from the point of view of practical implementation have been determined for such a device. It is proved that the two-dimensional transfer function of such a wide-angle deflector has a complex X-shaped shape that has no analogues among uniaxial crystals. The possibility of applying the considered diffraction mode in spatial filtering devices of light beams is studied.

Keywords: acousto-optics, ultrasonic transducer, visualization

ADVANCED METHOD FOR MEASURING THE MEAN PULSE WAVE VELOCITY TO ASSESS THE ARTERY WALL ELASTICITY

Antsiperov V.E.[1], Danilychev M.V.[1], Mansurov G.K.[1], Churikov D.V.[2], Pavlyukova E.R.[1]

[1]Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics (IRE) of Russian Academy of Sciences
[2]Scientific and Technological Centre of Unique Instrumentation of Russian Academy of Sciences
antciperov@cplire.ru, dan496@yandex.ru, gkmansurov@gmail.com, mpio_nice@mail.ru, elena.pavlyukova@cplire.ru

This article describes a quantitative method for diagnosis of the arterial wall-condition, based on the use of a pneumatic pressure sensor, previously developed by the authors. The possibility of using the data of this device, in combination with synchronous ECG measurement, to determine the velocity of the pulse wave propagation in the area of the artery between two selected points is demonstrated. The key importance of the selection of a characteristic pulse wave element as a reference time mark becomes evident under the signal transit time measuring relatively to the R-peak of the synchronous ECG. After collecting measurement statistics, the average values of the wave propagation time between the selected points of the artery, taking into account the variability of the front delay values, are used to directly calculate the propagation velocity of the pulse wave in the investigated area of the artery. In return, the value of the pulse wave propagation velocity is an objective parameter characterizing the degree of elasticity (or stiffness) of the arterial walls.
Keywords: pulse wave, pressure sensor, blood pressure, diagnostics

Introduction

In previous years, the authors of the article developed and experimentally tested a number of new sensors for recording the dynamics of the blood pressure pulse wave. Good indicators of the quality of diagnostic data have been achieved with the development of a three-channel pneumatic sensor for continuous non-invasive blood pressure monitoring [1-4]. With the implementation of an additional channel for synchronous measurement of the electrocardiographic (ECG) signal into the device, it became possible to assess the temporal characteristics of the pressure pulse wave (PWV), which makes it possible to assess the stiffness of the arterial walls. Increased wall stiffness is one of the early symptoms of impending atherosclerosis. The most important factors in the treatment of atherosclerosis are prevention and early diagnosis. In the subclinical (before the appearance of clear clinical signs) stage, atherosclerosis is a process of gradual, outwardly subtle, loss of blood vessels of their main functions. The walls of the vessels gradually calcify and lose their elasticity, the narrowing of the diameter of the vessel progresses. The process is characterized by an increase in the stiffness of the arterial walls and an increase in blood pressure (ABP). In contemporary practice, the most popular quantitative method for assessing arterial stiffness has become the measurement of the pulse wave velocity (PWV). The latter is the speed of an increased pressure wave propagating through the arteries caused by the ejection of blood from the left ventricle of the heart during systole. In the linear approximation of the theory of hydroelasticity, for this quantity one can write [5]:

$$V = \sqrt{\frac{Eh}{\rho D}} \tag{1}$$

where E is the effective tangential Young's modulus, h and D are the unperturbed wall thickness and vessel diameter, respectively, and ρ is the blood density. From formula (1) it follows that an increase in the value of the elastic modulus and a decrease in the diameter of the vessel lead to an increase in the value of PWV. Direct measurement of the pulse wave transit time (PWTT) between a pair of specified cross sections of the artery under study can be considered a natural method for measuring PWV. In theory, this requires the use of a pair of sphygmometric sensors located proximally above the superficial vessels (arteries) and distal to the heart (on the carotid, femoral, radial, and other accessible arteries). If you know the distance d between the sensors (along the artery) and determine the delay time of the wave between them as $\Delta t = t_2 - t_1$, then the value of PWV can obviously be represented as a ratio of these values:

$$V = \frac{d}{\Delta t} = \frac{d}{t_2 - t_1} \tag{2}$$

where t_2 and t_1 are the times of the sequential passage of some selected marker of the pulse wave, for example, its front, for each of the sensors. However, when implementing the method in practice, several technical and methodological difficulties arise.

Материалы 14-й Международной научно-технической конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Том. XIV.
Астрахань, 5-7 октября 2021. ISBN 978-5-905278-48-8. DOI: 10.25210/armimp-2021

1. PWV measurement based on continuous blood pressure monitoring

Earlier, we developed and tested a new three-channel pneumatic sensor for continuous non-invasive blood pressure monitoring [1-4]. An obvious advantage of the developed device is the possibility of a continuous measurement of the dynamics of blood pressure, which allows not only to determine the current systolic / diastolic pressure, but also to track the dynamics of blood pressure, both within the cycle and at significant time intervals. t the same time, it is not always possible to correctly calibrate the measured value in pressure units. For correct measurement of blood pressure in absolute units, a certain position of the sensor above the artery is required, as well as a rigid base below it, such as the radial bone for the artery of the same name [1,2]. Only properly positioned can the pressure in the working chamber of the sensor be considered equal to the blood pressure in the artery (Fig. 1).

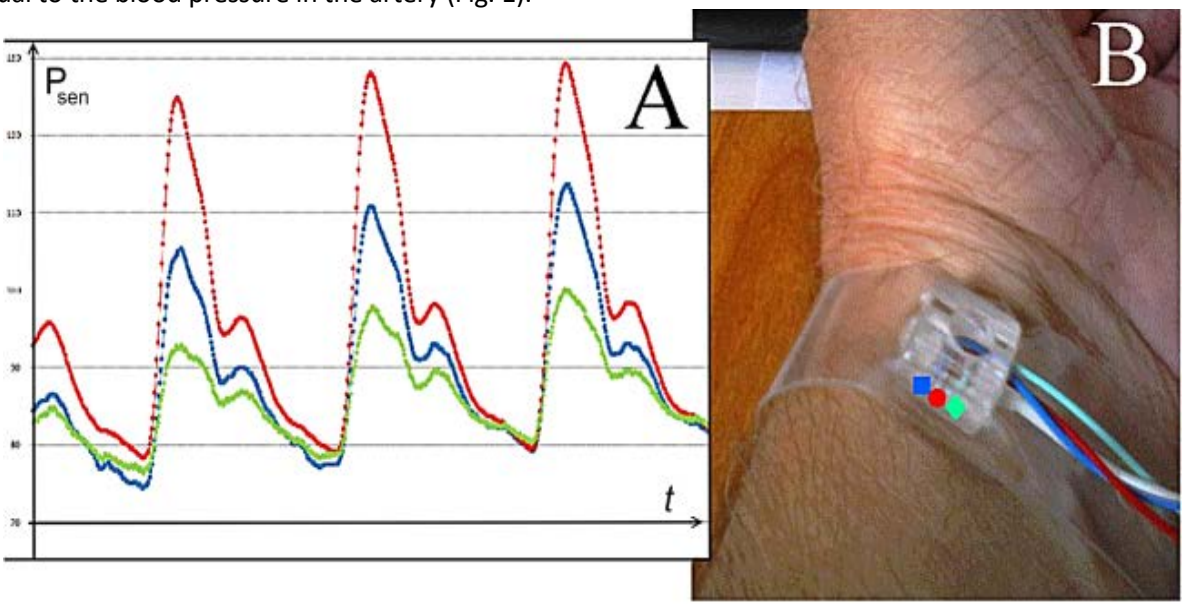


Fig. 1. *Three-channel pneumatic sensor for continuous non-invasive arterial blood pressure monitoring (B). The difference is the shape of the pulse wave signal from the sensor (A), depending on the position of the sensor pads: ● — pad is directly over the artery, ■. ◆ — pad is shifted to the left, to the right from the centre of the radial artery*

Fig. 2. *The version of the pressure sensor for measuring short patterns of blood pressure with a built-in ECG channel.*

It was found experimentally that for arteries whose location does not satisfy the above conditions, it is possible to observe a pressure pulse wave signal, the level and amplitude of which is noticeably distorted by viscoelastic tissues lying both between the sensor and the artery and beneath artery. However, the general structure and corresponding timing characteristics of the signal are retained in this case as well. In particular, this effect can be used to measure the delay of its front relative to the ECG reference element. To solve the

problem of the assessment of pulse wave propagation velocity using pneumatic sensors, a non-standard approach was applied. The idea was the following: if it is possible to make the measurements for a pair of points on the artery in time span, then one can do with only single sensor. Evidently, the position of the R-wave on the ECG can be used as a periodically repeating reference "zero". For this purpose, an additional channel for synchronous measurement of the electrocardiographic (ECG) signal was integrated into the design of the pressure sensor. In this case, this channel, speaking in the language of radio engineering, acts as a kind of reference signal. The ECG amplifier circuit was developed with the expectation of using dry electrodes without a conductive gel and without a neutral electrode, which required the use of both circuitry analog and digital filters. The simplified schematic was chosen to minimize the inconvenience when applying and removing the electrodes and is used so far only at the development stage.

2. Measuring PWV with a combined ABP / ECG sensor

To solve this problem, we, together with NEUROCOM LLC, have developed a new design of a portable sensor, which does not require rigid attachment to the patient's body and allows, with a certain skill, to take measurements in many important positions (Fig. 2). The three-channel pneumatic sensor of a new shape (type) allows continuous measurements for several minutes, even in some hard-to-reach places.

Existing methods for assessing the stiffness of the arterial walls by the pulse wave propagation velocity are based, as a rule, on measuring the time of propagation of the pulse wave along the radial artery by the delay in the appearance of the wave on the wrist relatively to the preceding R-peak of the electrocardiogram. It was demonstrated [6] that the moment when the pulse wave appears in the aorta does not coincide with the R-peak of the ECG, but has a certain time lag. The magnitude of this lag differs for certain age groups and diseases, and it varies relatively little within these categories. Even this small variability has a significant impact on the accuracy of pulse wave velocity (PWV) measurements. The error in measuring the PWV value mainly depends on the accuracy of measuring the signal delay time, since the length of the section of the artery under study can be measured quite accurately. The distance from the aorta to the radial artery in the area of the wrist joint in an adult man is about 0.8 m, and the pulse wave propagation velocity is about 7-14 m/s. Therefore, the signal delay can be estimated to be on the order of 100 milliseconds. For example, for a given measurement accuracy of 5%, the absolute error in measuring the delay time should not exceed 5 ms.

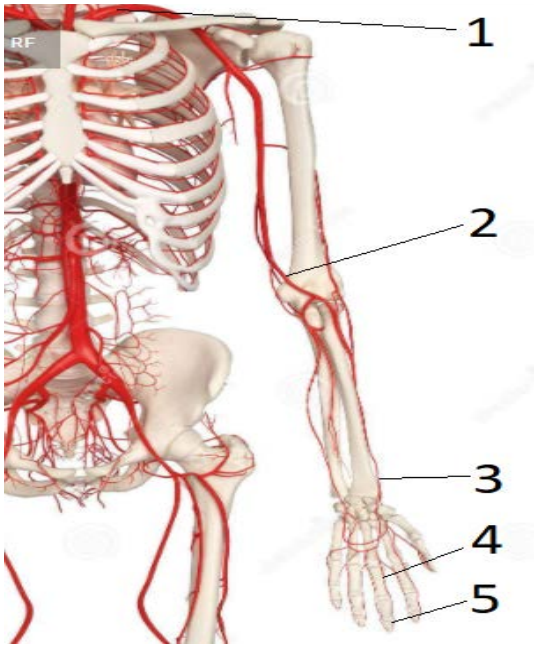


Fig. 3. *Layout of the points of measurement of the pulse wave.*

It is not difficult to determine the moment of "dynamic zero" from the "rather narrow" R-peak of the ECG with such accuracy, but it is not so for a pulse wave impulse. Quite often, many researchers, being biologists or physicians by education and scientific background, tend to use the position of the minimum or, conversely, the maximum of the pulse wave impulse as the required time stamps [6]. However, it is known from radiophysics that various transient processes in the region of the establishment of the pulse top or in the region of the minimum significantly distort the main process and interfere with fixing time stamps with the required accuracy. As a solution, pulse technology uses tracking of time stamps on the leading edge of the pulse at the level of 0.1 and 0.9 of its amplitude. Taking into account these considerations and having a portable pulse wave sensor, a PWV measurement method was developed based on determining the average difference in the delay values from the R-peak on the ECG to the sequential arrival of the pressure pulse front at selected points on the artery under study.

3. Experiments on measuring PWV with a ABP / ECG sensor

In a full-scale experiment, the results of which are presented in this section, a pulse wave was recorded at five points along the artery (Fig.3) - on the subclavian artery (1), on the brachial artery (2) 0.35m lower (just above the ulnar bend), on the radial artery (3) another 0.27m lower, at the artery at the base of the middle finger (4) are lower by another 0.17m and at the artery in the pad of the same finger (5) lower by another 0.06m.

Fig. 4 demonstrates the joint recording of the pulse wave signal and the ECG, the numbers on the graph correspond to the measurement points on the patient's body (see Fig. 3).

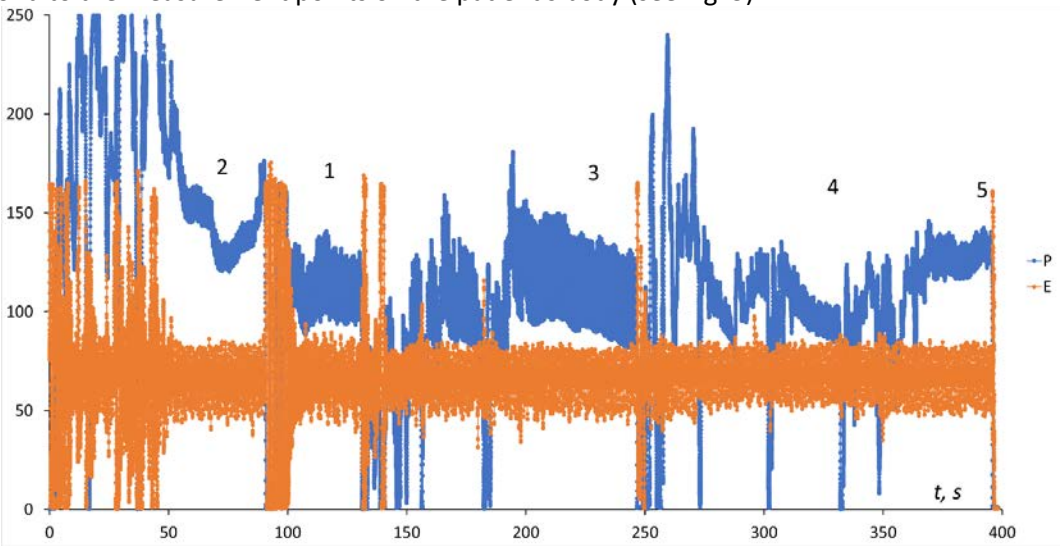


Fig. 4. *Five-point record of pulse wave and ECG signals.*

When deciphering the readings, it should be remembered that only for the radial artery, the pulse wave readings correspond to the actual blood pressure. In other cases, there are various distortions caused, for example, by the damping properties of the surrounding soft tissues. Therefore, the amplitude and constant component of the pulse wave in these areas may differ markedly from the actual pressure in the artery.

Since we are not bound by the tabular reference values of the “pre-ejection period” [6], we can introduce a criterion for fixing the wave propagation time, which is more reliable and uniform for all pressure wave signals. As mentioned above, in this capacity we will consider the beginning and end of the leading edge of the signal, which we will determine, as is customary in pulse technology, at levels 0.1 and 0.9 of the signal amplitude. In our case, the levels of the thresholds of the pulse wave fronts for each cycle are updated, as shown in Fig.5. Each positive edge of the signal has "personal" marks of the beginning and end of the edge. Of course, the beginning of the front should be taken as the marks of the passage of the wave, since the shape of the pulse wave noticeably changes during the motion, as does the duration of the front.

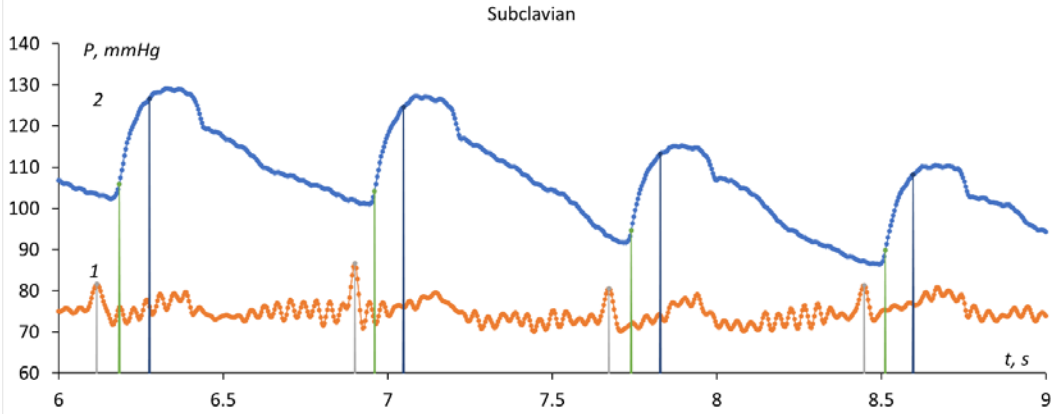


Fig. 5. *Timestamps at the level of 0.1 and 0.9 of the signal amplitudes for each wave front.*

This algorithm was used first to indicate digital value of R-f01 online. Value of R-f01 turned out to be slightly varying from pulse to pulse and should be averaged to use practically. Below, Figu. 6-10 demonstrate the graphs of record fragments of pulse wave and ECG signals at each of the five measurement points and graphs of time parameters for each successive pulse wave front. Legend: values of rise time f19, R-R - time intervals between successive R-peaks, f01-f01 - intervals between successive edges of pulse waves, R-f01 - delay time of pulse wave front relative to R-peak.

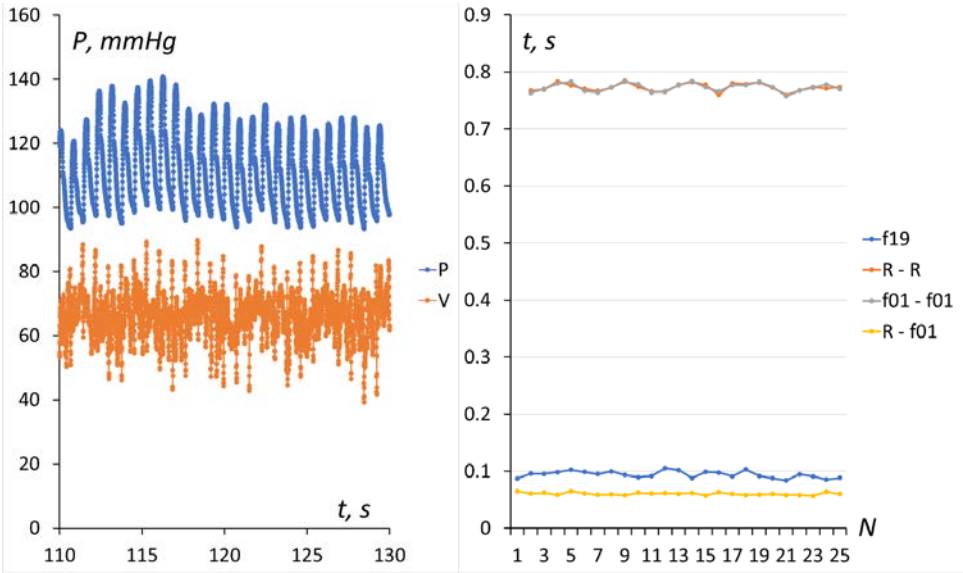


Fig. 6. *Blood pressure and ECG recording and their temporal characteristics for the subclavian artery (point 1).*

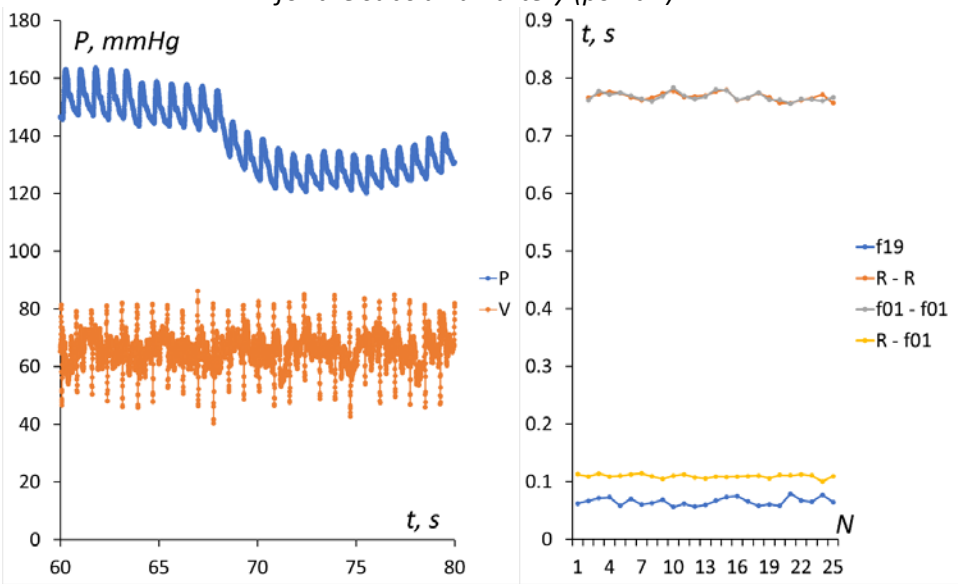


Fig. 7. *Blood pressure and ECG recording and their temporal characteristics for the brachial artery (point 2).*

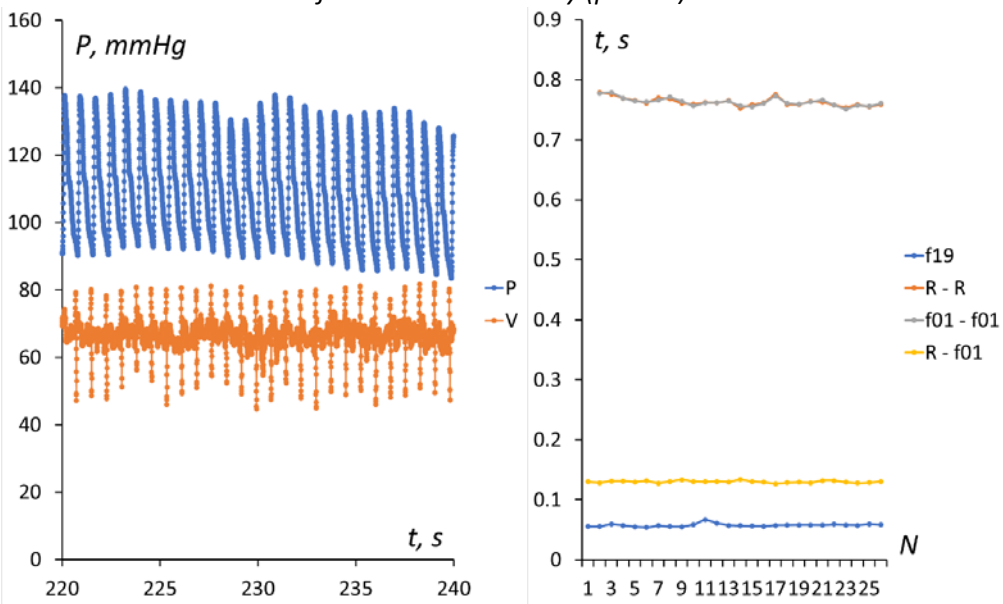


Fig. 8. *Blood pressure and ECG recording and their temporal characteristics for the radial artery (point 3).*

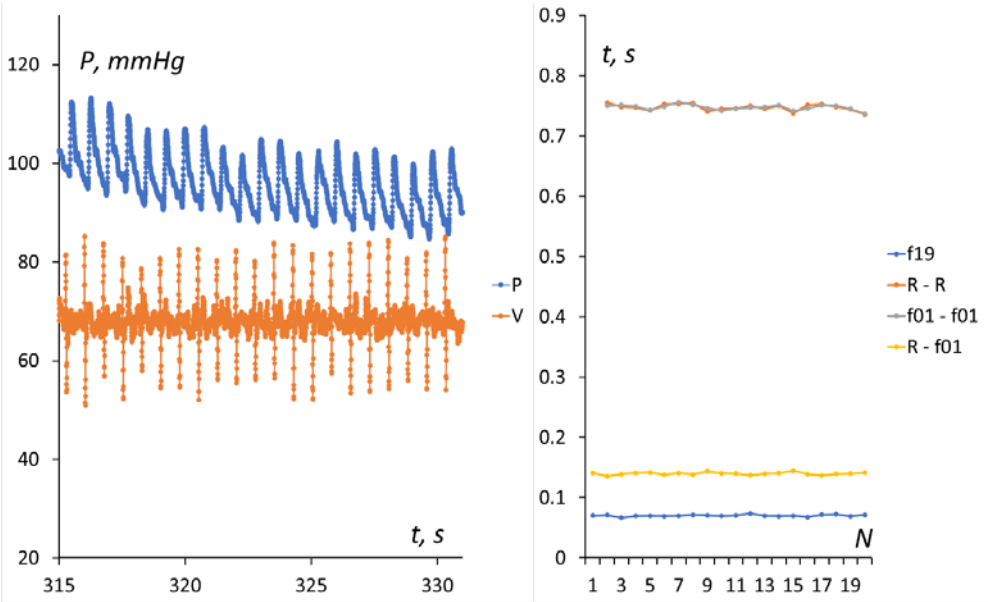


Fig. 9. *Blood pressure and ECG recording and their temporal characteristics for the digital artery (point 4).*

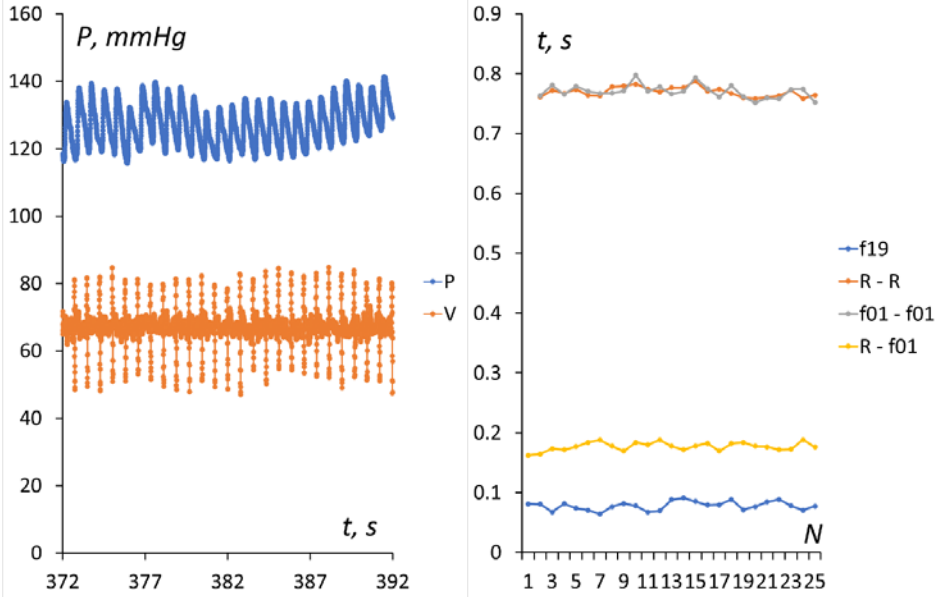


Fig. 10. *Blood pressure and ECG recording and their temporal characteristics for the digital artery (point 5).*

It should be noted that these data were obtained under measuring the indicators of cardiovascular activity for-one of the co-authors and relate to a specific measurement session. They can vary depending on many factors that determine the current state of the body. It is obviously, all time intervals are variables, and averaging is required to correctly estimate the signal delay time. In this case, the standard deviation for this experiment did not exceed 1 *ms*.

The average delay time of the wave front relative to the R-peak of the ECG was 60.5 milliseconds (*ms*) for the subclavian artery, 109.5 *ms* for the brachial artery, 130 *ms* for the radial artery, 140 *ms* at the base of the finger and 177 *ms* at the fingertip for the digital artery. The assessment of the pulse wave propagation velocity in the section 1-2 from the subclavian to the brachial artery was 7.4 *m/s*, in the section 2-3 - 13.5 *m/s*, in the section 3-4 - 17 *m/s*, in section 4-5 - 1.6 *m/s*., Pay attention that the duration of the pulse wave front is not the same in different measurement points - 94 *ms* on the subclavian, 65 *ms* on the brachial, 58 *ms* on the radial, 70 and 78 *ms* on the digital arteries, respectively.

Conclusions

Proposed version of the three-channel pneumatic sensor, designed to measure and record short temporary blood pressure files, can be used as a pulse wave sensor on all palpable arteries. Experiments on measuring pressure at various superficial arteries demonstrate that for the case of arteries under those hard tissues (bone) are located, it is possible to register both the pulse waveform and the actual value of the blood pressure. This is true, for example, in cases of the radial and temporal arteries.

Using a built-in ECG channel, it is possible to measure the delay time of the pulse wave front at various points of the artery in order to determine the pulse wave propagation velocity in different areas and thus assess the stiffness degree of the arterial wall. It is important to note that the proposed technology provides to increase significantly the accuracy of measurements.

Acknowledgements

The authors are grateful to the Russian Foundation for Basic Research (RFBR), grant No. 18-29-02108-mk for the financial support of the present research.

References

1. Antsiperov V., Mansurov G., Danilychev M., Churikov, D. “Non-Invasive Blood Pressure Monitoring with Positionable Three-chamber Pneumatic Sensor”. Proceedings of the 12th International Joint Conference on Biomedical Engineering Systems and Technologies, 2019 **5** pp. 462-465. DOI: 10.5220/0007574904620465
2. Antsiperov V., Mansurov G., Danilychev M., Bugaev A. “Non-Invasive Blood Pressure Monitoring Based on Pulse Wave Recording with a New Three-channel Pneumatic Sensor” Proceedings of the 13th International Joint Conference on Biomedical Engineering Systems and Technologies, 2020 **1** pp. 268-273. DOI: 10.5220/0009169902680273.
3. Antsiperov V.E., Mansurov G.K. Patent for invention 2638712 (in Russ.).
4. Antsiperov V.E., Mansurov G.K. Patent for invention 2675066 (in Russ.).
5. Pedley T. *Hydrodynamics of large blood vessels.* Moscow, Mir Publ., 1983, 400 p. (in Russ.).
6. Kortekaas M.C. “Small intra-individual variability of the pre-ejection period justifies the use of pulse transit time as approximation of the vascular transit”. PLoS ONE, 2018 **13**(10) pp. e0204105. DOI: 10.1371/journal.pone.0204105.

УСОВЕРШЕНСТВОВАННЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ СРЕДНЕЙ СКОРОСТИ ПУЛЬСОВОЙ ВОЛНЫ ДЛЯ ОЦЕНКИ ЭЛАСТИЧНОСТИ СТЕНКИ АРТЕРИИ

Анциперов В.Е.[1], Данилычев М.В.[1], Мансуров Г.К.[1], Чуриков Д.В.[2], Павлюкова Е.Р.[1]

[1] Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук
[2] Научно-технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук
antciperov@cplire.ru, dan496@yandex.ru, gkmansurov@gmail.com, mpio_nice@mail.ru, elena.pavlyukova@cplire.ru

В работе рассмотрен количественный метод диагностики состояния артериальной стенки, основанный на использовании пневматического датчика давления, ранее разработанного авторами. Показана возможность использования данных устройства в сочетании с синхронным измерением ЭКГ для определения скорости распространения пульсовой волны в области артерии между двумя выбранными точками. Важность выбора элемента характеристической пульсовой волны в качестве опорной отметки времени становится очевидной при измерении времени прохождения сигнала относительно R-пика синхронной ЭКГ. После сбора статистики измерений средние значения времени распространения волны между выбранными точками артерии с учетом изменчивости значений задержки фронта используются для непосредственного расчета скорости распространения пульсовой волны в исследуемой области артерии. В свою очередь, величина скорости распространения пульсовой волны является объективным параметром, характеризующим степень эластичности (или жесткости) стенок артерий.

Ключевые слова: пульсовая волна, датчик давления, артериальное давление, диагностика

ИССЛЕДОВАНИЕ СЕРДЕЧНОСОСУДИСТОЙ СИСТЕМЫ DANIO RERIO В ПОСТЭМБРИОНАЛЬНЫЙ ПЕРИОД РАЗВИТИЯ С ПОМОЩЬЮ УЛЬТРАЗВУКОВОГО СКАНЕРА

инженер-исследователь, аспирант Зыкова Л.А.[1], ведущий н.с., доктор биологических наук, профессор Бурлаков А.Б.[2], с.н.с., к.т.н., доцент Титов С.А.[1], доцент, к.т.н., доцент Богаченков А.Н.[3]

[1]Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН
[2]Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
[3]МИРЭА – Российский технологический университет
lida_zykova@mail.ru

Разработана методика исследования и визуализации деятельности сердечнососудистой системы малых организмов in vivo с помощью высокочастотного ультразвукового сканера. Особенностью экспериментальной установки являлось наличие оптического микроскопа, совмещенного с акустическим микроскопом, для одновременной регистрации ультразвуковых сигналов и видеоданных. В предлагаемой методике видеоданные использовались для определения фаз работы сердечнососудистой системы предличинки Danio rerio и синхронизации ультразвуковых сигналов с ее сердечным ритмом. Путем последующей обработки синхронизированных ультразвуковых сигналов, измеренных в различных точках в различные периоды времени, осуществлялась визуализация работающего сердца. Разработанные методика и экспериментальная установка были применены для ультразвуковой визуализации потоков крови в области сердца и движений его отдельных частей.
Ключевые слова: ультразвуковая визуализация, предличинка, сердечнососудистая система

Введение

В последнее время рыбы Danio rerio все шире используются в качестве модельного организма для исследования в области экспериментальной биологии [1, 2]. Особый интерес представляют исследования и визуализация ее сердечнососудистой системы на ранних стадиях развития с помощью неинвазивных методов. К таким методам относится оптическая микроскопия, которая применяется для наблюдения за строением эмбриона рыбы, его ростом, делением клеток и кровотоком [3-5].

Вместе с тем было установлено, что ультразвуковые методы также могут быть эффективно использованы для изучения малых организмов *in vivo* [6, 7]. Ультразвуковые методы позволяют визуализировать глубоко расположенные органы и их движение, и наблюдать за изменением сердечнососудистой системы с минимальным воздействием на живой организм. Однако ультразвуковые устройства не отличаются достаточным быстродействием, из-за чего нет возможности одновременно регистрировать сигналы в разнесенных точках органа. Поэтому в данной работе было предложено использовать дополнительный оптический блок для видеозаписи движения сердца. Посредством последующей обработки ультразвуковых и видеоданных представляется возможным получать синхронизированные изображения периодических движений сердца.

1. Экспериментальная установка

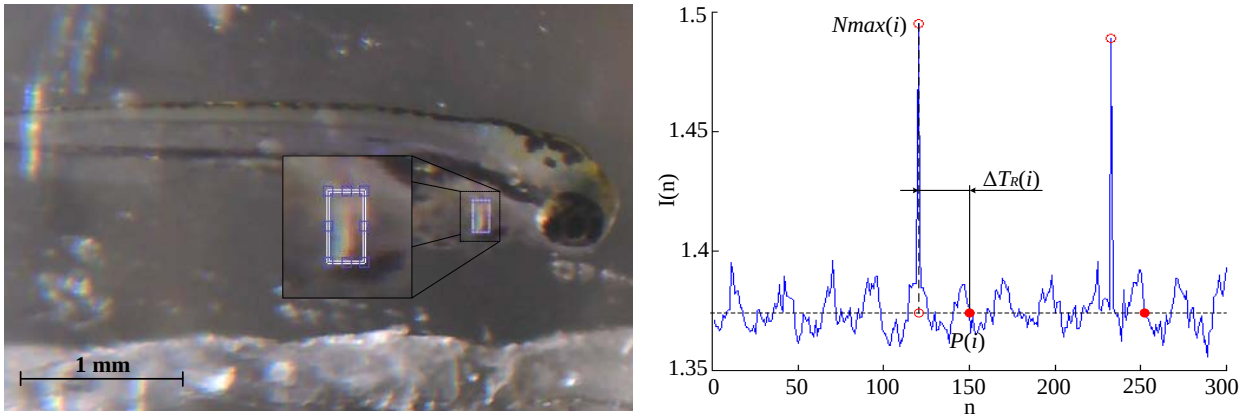
В данной работе ультразвуковой сканер и оптический микроскоп были объединены в одну экспериментальную установку для записи ультразвуковых и оптических изображений организма in vivo. В ходе исследования предличинка была помещена на прозрачную подложку и погружена в воду. Далее акустический объектив, состоящий из ультразвукового преобразователя и линзы, генерировал импульсы и принимал отраженные от объекта ультразвуковые волны. Акустический микроскоп осуществлял преобразование отраженных волн с их последующей передачей в компьютер. Для получения ультразвукового изображения акустический объектив механически перемещался относительно объекта в боковых направлениях. Для регистрации внутренних процессов в объекте для каждого положения объектива x сигнал $s(t,T,x)$ был записан в зависимости от времени распространения волны t и «медленного» времени T.

Для видеозаписи изображения образца через прозрачную подложку был использован оптический микроскоп. Внутрь оптического блока был встроен светодиод для синхронизации оптических и акустических данных, который генерировал короткую вспышку при перемещении акустического

объектива в новое положение *x*. Эти вспышки регистрировались камерой вместе с видео объекта, отмечая моменты начала получения ультразвуковых кадров *s*(*t,T*).

2. Результаты эксперимента

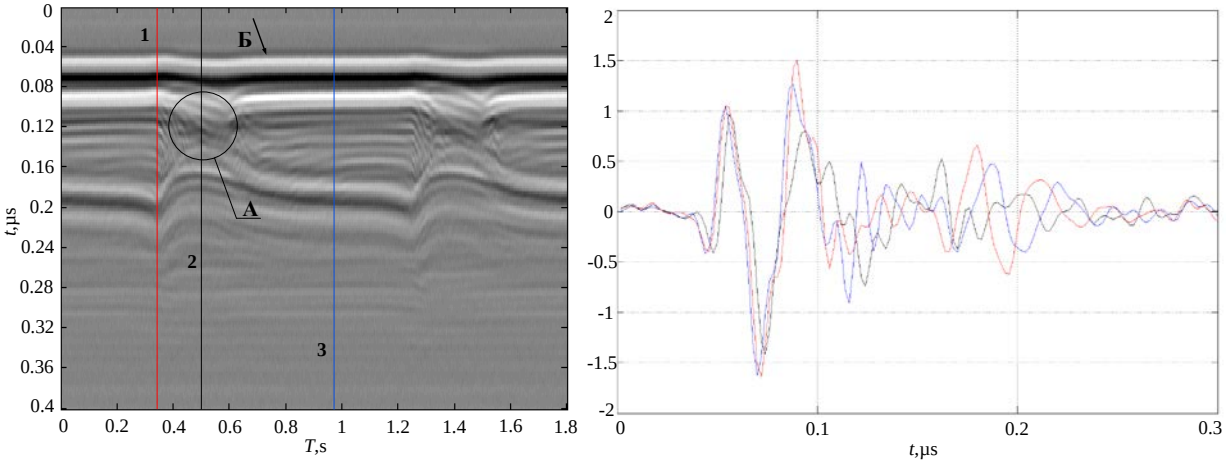
Видео записывалось в течение всего эксперимента, в качестве примера на рисунке 1(а) показан один кадр. На этом изображении была выделена область сердца, после чего в выбранной области была вычислена общая интенсивность всех пикселей *I*(*n*), где *n* - номера видеокадра. Функция *I*(*n*), представленная на рисунке 1(б), объединяет сигнал сердца и сигнал от импульсов светодиода, используемого для синхронизации данных. Путем сравнения *I*(*n*) с порогом, превышающим пиковые значения сердечного компонента сигнала, были найдены локальные максимальные значения этих импульсов и их положения *Nmax*(*i*). Точки *P*(*i*), связанные с определенными фазами сердца, находились по пересечению интенсивности *I*(*n*) среднего уровня.



а) б)

Рис. 1. *Кадр видеозаписи предличинки Danio rerio (а) и интегральная интенсивность оптического сигнала I(n).*

Для синхронизации скорректированных сканов *s*(*t,T*) с выбранными фазами работы сердца ультразвуковые данные на интервале [*Nmax*(*i*); *P*(*i*)] игнорировались. Пример скорректированного скана представлен на рисунке 2(а). Из приведенной диаграммы видно, что ультразвуковые сигналы *s*(*t*) меняются в зависимости от времени *T*. Согласно графику, показанному на рисунке 2(б), сигнал, соответствующий отражению от наружных покровов Б, имеет практически постоянное значение задержки *t* = 0,05 μs. Во внутренних областях в интервале *t* = [0,08; 0,2] наблюдались изменение движения отделов сердца. В области А, соответствующей моменту времени T_2, расстояние между стенками сердечной камеры минимальное, что соответствует фазе сжатия. В характерные моменты времени T_1 и T_3 расстояние между стенками больше. Подробный вид ультразвуковых сигналов в выделенные моменты времени $T_1 – T_3$ представлены в виде графиков на рисунке 2(б). На этом рисунке видны не только отражения от мышечных тканей, но и от элементов крови, которые производят нестационарный сигнал в интервале *t* = [0,12; 0,16]. Далее на более глубоких участках при *t* > 0,2 μs отличия у сигналов практически не наблюдалось.



а) б)

Рис. 2. *Ультразвуковые данные сердца (а) и временная характеристика изменения отдельных участков сердца в разные моменты времени (б).*

Выводы

Представленная методика, основанная на сочетании ультразвукового сканера и оптического микроскопа для одновременного получения ультразвуковых и оптических изображений живого организма, позволила более детально проанализировать работу сердца предличинки Danio rerio. Обработка видеоданных позволяет формировать сигнал запуска для синхронизации ультразвуковых данных с сердечными сокращениями. В результате были получены ультразвуковые изображения сердца, а также показаны и проанализированы участки изменения его отдельных частей и кровотока и последовательность вовлечения в движение отдельных структур сердца в различные моменты сердечного периода.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации по Государственному контракту № 0069-2019-0009.

Список литературы

1. Gilbert S.F., Barresi M.J.F. *Developmental Biology*. Oxford Univ. Press USA, 2017, 810p.
2. Greer C.J., Holy T.E. “Fast objective coupled planar illumination microscopy”, Nature Communications, 2019, **10**, pp. 4483.
3. Abu-Siniyeh A., Al-Zyoud W. “Highlights on selected microscopy techniques to study zebrafish developmental biology”, Laboratory Animal Research, 2020, **36**(12).
4. Park J., Lee J., Lau S., Lee C., Huang Y., Lien C.L., Shung K. “Acoustic radiation force impulse microscopy via photoacoustic detection for probing breast cancer cell mechanics”, Annals of Biomedical Engineering, 2012, **40**(4), pp.907-915.
5. Burlakov A.B., Khokhlov D.D., Domanskiy V.L., Titov S.A. “Study of effects of electromagnetic factors on the early development of biological organisms using comprehensive multispectral optical and scanning acoustic microscopy approach”, Journal of Physics: Conference Series, 2019, **1421**(012050).
6. Szabo T.L. Diagnostic ultrasonic imaging: inside out, 2nd edition. Academic Press, 2013, 832p.
7. Lee L., Genge C. E., Cua M., Sheng X., Rayani K., Beg M. F., Sarunic M. V., Tibbits G. T. “Functional Assessment of Cardiac Responses of Adult Zebrafish (Danio rerio) to Acute and Chronic Temperature Change Using High-Resolution Echocardiography”, PLoS One, 2016, **11**(1).

STUDY OF THE CARDIOVASCULAR SYSTEM OF DANIO RERIO IN THE POSTEMBRYONIC PERIOD OF DEVELOPMENT USING AN ULTRASOUND SCANNER

research engineer, postgraduate student Zykova L.A.[1], leading researcher, doctor of biological sciences, professor Burlakov A.B.[2], senior researcher, PhD, associate professor Titov S.A.[1], associate professor, PhD, associate professor Bogachenkov A.N.[3]

[1]Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation of RAS, Moscow, Russia.
[2]Department of Biology, Moscow State University, Moscow, Russia.
[3]MIREA – Russian Technological University, Moscow, Russia.
lida_zykova@mail.ru

A technique has been developed for the study and visualization of the activity of the cardiovascular system of small organisms in vivo using a high-frequency ultrasound scanner. A feature of the experimental setup was the presence of an optical microscope combined with an acoustic microscope for simultaneous recording of ultrasonic signals and video data. In proposed technique, video data was used to determine the phases of the cardiovascular system of the Danio rerio prelarva and synchronous ultrasound signals with its heart rate. By processing synchronized ultrasound signals measured at different points in different time periods, the beating heart was visualized. Developed technique and experimental setup was applied for ultrasound visualization of blood flows in the heart and movements of its individual parts.

Keywords: ultrasound imaging, prelarvae, cardiovascular system

МЕТОДЫ СПЕКТРАЛЬНОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ В ОФТАЛЬМОЛОГИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКЕ НА ОСНОВЕ АКУСТООПТИЧЕСКИХ ПЕРЕСТРАИВАЕМЫХ ФИЛЬТРОВ

Веселов А.С., Гавлина А.Е., Польщикова О.В.

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН
distantmedicine@gmail.com

Дифференциальная диагностика в медицине является ключевым параметром, определяющим тактику лечения и исход заболевания. Комбинация методов способствует уменьшению ошибки, а следовательно, увеличивает шансы пациента на благоприятный исход в виде стойкой ремиссии заболевания или полной его элиминации.
Лабораторные методы подразумевают исследование микро- или макропрепарата, что связано с необходимостью забора материала от пациента, а также длительное исследование и особые методы подготовки и хранения образца, но в то же время, несмотря на сложности, лабораторное подтверждение диагноза является самым точным и "последним звеном" в цепи постановки диагноза.
Неинвазивные методы на этапе "долабораторной" диагностики призваны помочь врачу в поиске правильного направления в определении признаков предполагаемого заболевания и открытии новых, не рассматриваемых в рамках исследования.
Оптические методы диагностики не ставят собой задачу отменить или подменить лабораторные исследования, но призваны помочь в определении правильного направления поиска и автоматизации рутинных процессов.
Ключевые слова: спектральная визуализация, акустооптический перестраиваемый фильтр, неинвазивная диагностика, офтальмология

Введение

В настоящее время применяется несколько основных методов неинвазивной диагностики, рассматриваемых на примере офтальмологии [2]:
- визуальное исследование глазного дна, роговицы, склеры и сосудов с применением микроскопа и щелевой лампы, где в качестве «детектора» используется зрение специалиста, выполняющего исследование, и существенную роль играют его профессиональные навыки,
- инструментальное исследование: ОКТ (оптическая когерентная томография), УЗИ (ультразвуковое исследование) и УЗДГ (ультразвуковая допплерография).

В диагностической практике общей хирургии также применяется метод NBI (Narrow Band Imaging), заключающийся в визуализации на длинах волн 415 нм и 540 нм.
Каждому методу присущи определенные сильные стороны и неизбежные недостатки.

Метод 1 – визуальный:

а) сильно зависит от квалификации и опыта специалиста,
б) не гарантирует повторяемость результата,
в) основан на субъективном восприятии важных диагностических признаков в виде цвета, формы, насыщенности цветом и др.,
г) эффективен при наличии глубоко стадированных клинических проявлений.

Метод 2 – инструментальный:

а) обладает огромным диагностическим значением, но не даёт визуального представления и спектрального состава полученного изображения, что делает невозможным применение принципа спектрального различия тканей,
б) ограничен в пространственном разрешении для массово применяемых приборов, ввиду ограниченности проекции, в которой возможно получить требуемое изображение,
в) предоставляет изображение, являющееся машинной интерпретацией, и поэтому оно не несет информацию об истинном цвете, который является важным диагностическим параметром, влияющим на постановку точного диагноза.

Совмещение визуального метода и инструментального, основанного на спектральной фильтрации излучения, даёт возможность изучения и документирования патологических изменений в зоне интереса за счёт исследования объекта в узких спектральных полосах, в которых наблюдаются характерные признаки патологий.

1. Цели и задачи работы

1. Проверить на практике возможность получения спектрально контрастных изображений биологических образцов, что даст возможность повысить качество и точность диагностики, а также последующего лечения за счёт более раннего выявления заболевания и динамического наблюдения за его течением,
2. Выявить клинически значимые признаки того или иного заболевания, не различимые при диагностике в видимом широкополосном спектре,
3. Проверить применимость данного метода в клинической практике в виде последующего сравнения диагнозов, поставленных классическим лабораторным и спектральным методом.

2. Научная новизна и ожидаемые результаты

Существующий метод NBI заключается в облучении образца (зоны диагностического интереса) монохромным светом на длине волны 415 нм и 540 нм, что соответствует длинам волн поглощения гемоглобина. Излучение на длине волны 415 нм поглощается, в основном, капиллярами поверхностного слоя, излучение на длине волны 540 нм проникает глубже – в подслизистый слой на глубину 0,3—0,8 мм и отображает сосудистую структуру, что значительно улучшает контрастность изображения, если речь идёт о неоваскуляризации, присущей опухолевым процессам.

Источник излучения с заданными длинами волн выполнен в виде высокоинтенсивного излучателя на основе ксеноновой газоразрядной лампы высокого давления и набора переключаемых полосовых фильтров (415 нм и 540 нм). На выходе такого источника формируется пучок излучения с выбранными длинами волн, который в дальнейшем через систему линз фокусируется на торце световода для дальнейшей передачи в зону диагностики через оптический узел эндоскопа, ответственный за освещение.

Данный метод ограничивает исследователя только изучением сосудов и капилляров.

Метод акустооптической фильтрации, описываемый в данной работе, состоит в принципиально ином подходе к формированию выходного узкополосного (5-8 нм) монохроматического излучения.

Излучение от широкополосного источника через формирующие пучок объективы поступает на вход системы, состоящей из поляризаторов, акустооптического фильтра (АОФ), управляемого по частоте и мощности генератором высокочастотного сигнала возбуждения, и выходной оптики, формирующей пучок с заданными характеристиками.

Применение программно-перестраиваемого АОФ позволяет осуществлять перестройку выходного пучка в заданном диапазоне длин волн (510-750 нм или 700-1200 нм в зависимости от задачи), что значительно расширяет возможности применения прибора, так как исследователь не ограничен фиксированными длинами волн. Перестраиваемый фильтр даёт возможность изучать объекты за счёт поглощения биологическими структурами длин волн в широком диапазоне, а также детектировать при помощи видеокамеры флуоресценцию фотосенсибилизаторов, как естественно присутствующих в организме, так и инъецированных с диагностическими или терапевтическими целями, в частности, гематопорфирин.

Опухолевая клетка обладает способностью селективного накопления эндогенных и экзогенных порфиринов, которые при облучении светом в диапазоне 400-700 нм флуоресцируют, указывая на локализацию опухолевых клеток[4]. Комбинация узкополосного излучателя и высокочувствительного сенсора камеры-детектора позволяет врачу точно локализовать опухоль и её очаги. Данный метод не ограничивает исследования только областью офтальмологии, он также применим и к другим областям медицины, в частности, лапароскопии, гистероскопии и уретероскопии, при соответствующей адаптации аппаратуры детектирования изображения.

«Окно прозрачности» биоткани, обуславливающее глубокое проникновение излучения в ткань, находится в диапазоне 600-1200 нм. В настоящее время промышленностью освоены и подготовлены к производству различные виды флуоресцирующих препаратов со специфическими максимумами, различающимися от типа к типу. Перестраиваемый фильтр даёт возможность изучать все возможные виды флуоресценции в рамках диапазона перестройки АОФ.

Электронная перестройка АОФ[5] даёт возможность создавать профили, присущие определенным типам заболеваний, и автоматизировать диагностику за счёт программной установки значений длины волны выходного пучка.

3. Инструменты и методы

Метод гиперспектральной визуализации микропрепаратов был реализован с помощью светового биологического микроскопа и дополнительного гиперспектрального модуля на основе АОФ, разработанного в НТЦ УП РАН. Подробное описание модуля и некоторые вопросы, связанные с его конструированием, рассмотрены в работе [6].

Излучение галогенной лампы 1 мощностью 100 Вт (рис. 1) освещает исследуемые обезличенные образцы биологических тканей человека в виде микротомных срезов на предметных стёклах 2. Далее излучение собирается микрообъективом и направляется в гиперспектральный модуль 3, на входе которого расположен светоделительный куб, позволяющий наблюдать изображение не только в

узких спектральных каналах, но и использовать классические каналы наблюдения в микроскоп – визуальный 4 и широкополосный 5. Узкие спектральные полосы в широкополосном излучении, идущем от образца, выделяются с помощью АОФ, работающем в диапазоне 450-750 нм. Полуширина спектральных каналов пропускания составляет 0,7-1,9 нм. Изображения в каждом спектральном канале регистрируются с помощью монохромного приемника излучения с разрешением матрицы 1920 × 1080 пикселей, а затем совместно обрабатываются на компьютере.

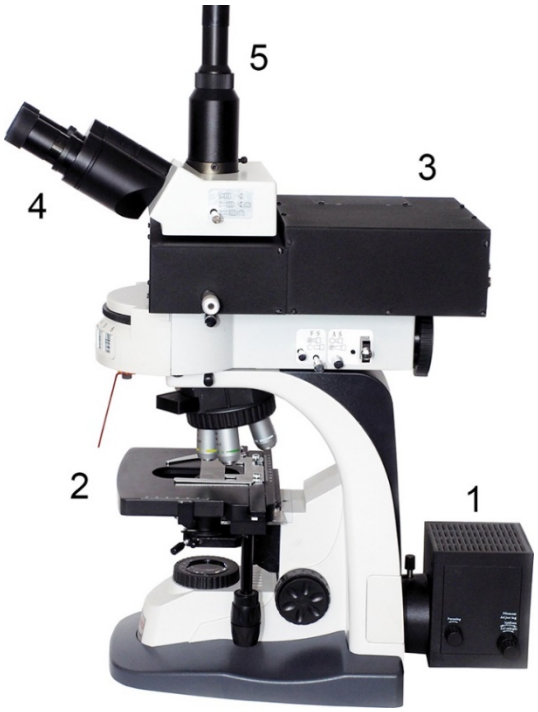
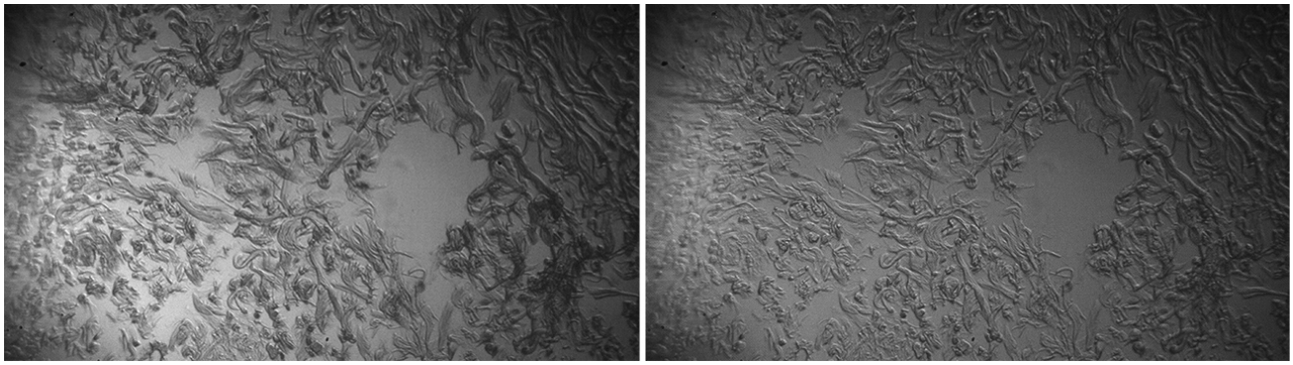


Рис. 1. *Гиперспектральный модуль на основе АОФ в виде дополнительного узла микроскопа.*

4. Результаты

Было выполнено исследование, заключающееся в съёмке и анализе образцов биоткани в различных спектральных областях, а именно, в диапазоне 510-750 нм с полосой пропускания 5-8 нм, без применения флуоресцирующих материалов [3]. Клинически значимая картина, на которой стало возможным чётко дифференцировать тканевые структуры, начала проявляться на длине волны 530 нм. Далее исследования проводились в диапазоне от 530 нм до 750 нм с шагом 3 нм.

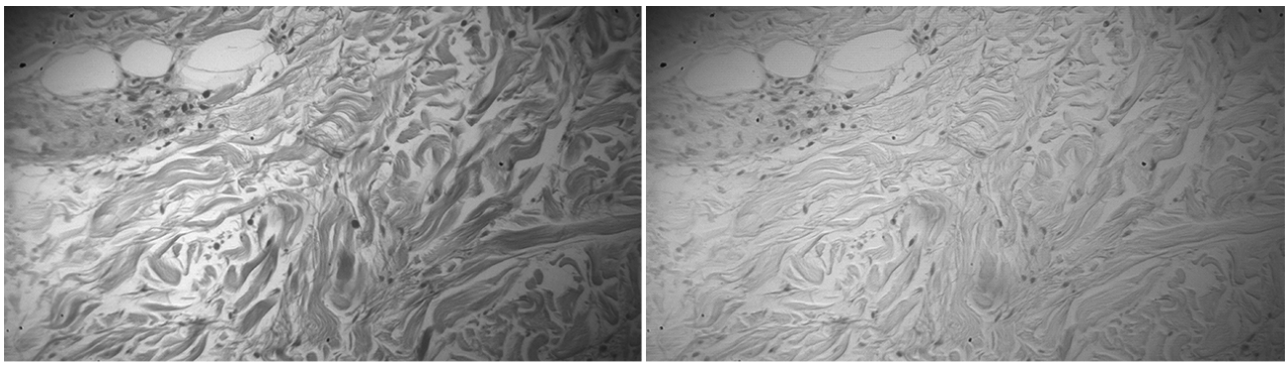
Зарегистрированные изображения образцов представлены на рис. 2-7. Для более точной оценки спектра пропускания объекта из полученных спектральных изображений образцов были вычтены предварительно зарегистрированные спектральные изображения фона, полученные в отсутствие образца.



540 нм 645 нм

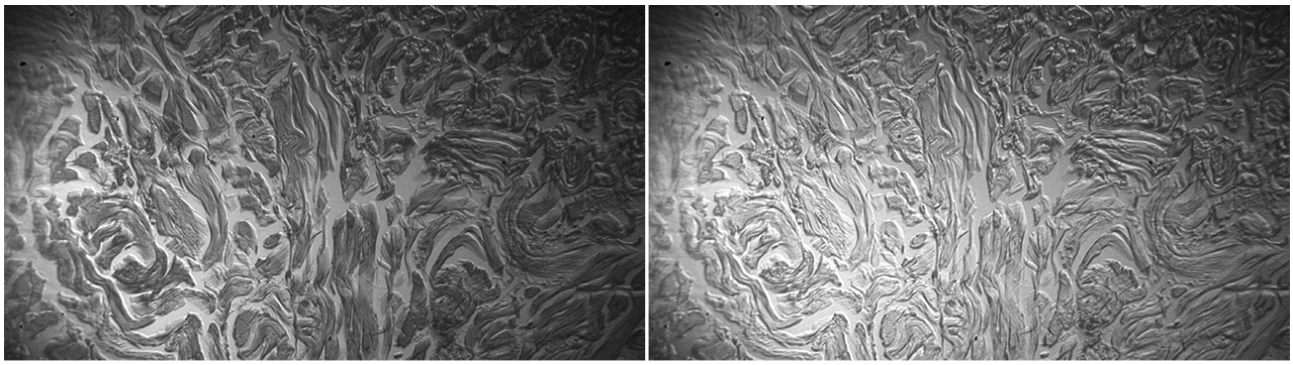
Рис. 2. *Образец биоткани № 1.*

Материалы 14-й Международной научно-технической конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Том. XIV.
Астрахань, 5-7 октября 2021. ISBN 978-5-905278-48-8. DOI: 10.25210/armimp-2021



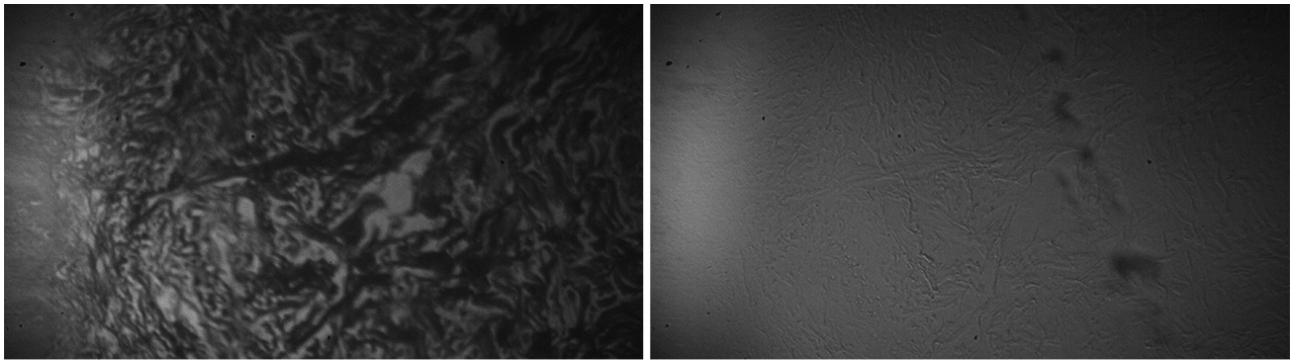
546 нм 630 нм

Рис. 3. *Образец биоткани № 2.*



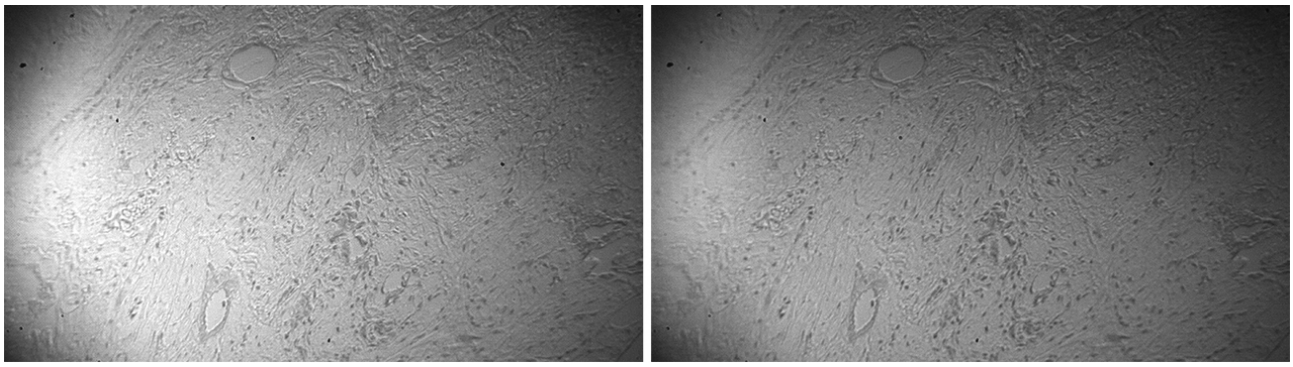
542 нм 609 нм

Рис. 4. *Образец биоткани № 3.*



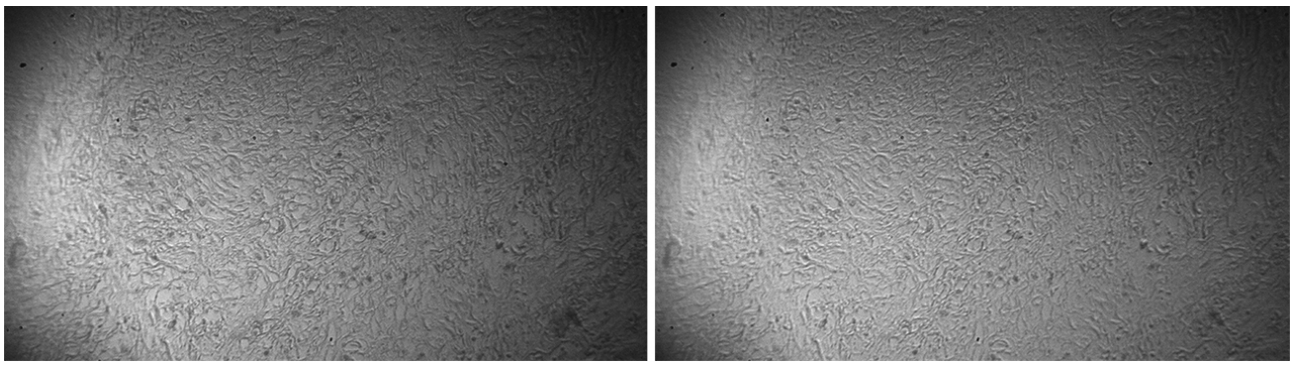
534 нм 750 нм

Рис. 5. *Образец биоткани № 4.*



570 нм 630 нм

Рис. 6. *Образец биоткани № 5.*



543 нм 624 нм

Рис. 7. *Образец биоткани № 6.*

Выводы

Спектральные изображения позволяют визуализировать различные биологические структуры в пределах исследуемого образца. Контрастность полученного изображения достаточно высока для визуального выделения структур.

Спектроразностная картина позволяет дифференцировать отдельные ткани. Однако контрастность могла быть улучшена в случае применения специальных красителей (метилен синий) или флуоресцирующих веществ (Alexa Fluor 555) [1].

Дальнейшие исследования в выбранном направлении открывают перспективы для изучения спектральных особенностей патологических тканей и внесения в программу предустановки рабочей частоты АОФ маркеров, свойственных предполагаемому заболеванию.

Необходимо продолжить исследования на макрообразцах (операционных макропрепаратах, патанатомическом материале), наиболее приближенных к необработанным живым тканям и возможности применения биологически совместимых и безопасных красителей [2,3].

Накопление данных по спектральным характеристикам исследуемых объектов позволяет создать основу для автоматизации процесса исследования за счёт "обучения" программ искусственного интеллекта, как это уже применяется для расшифровки монохромных изображений, получаемых при помощи магнитно-резонансных и компьютерных томографов, рентгенографических аппаратов.

Доведение процесса исследования до применимого в повседневной практике врача создаст условия для автоматизации диагностики, уменьшения риска врачебной ошибки и возможности свериться с ранее выполненными исследованиями, так как четкая спектральная характеристика пропускания АОФ создаёт единообразие подхода и его повторяемость.

Дальнейшее развитие метода, программной и аппаратной части комплекса позволит выполнять неинвазивные исследования в рамках амбулаторного приёма пациентов, что значительно упростит работу врача и позволит документировать выполненные исследования.

Результаты работы получены с использованием оборудования Центра коллективного пользования Научно-технологического центра уникального приборостроения РАН.

Список литературы

1. Lakowicz J.R. Principles of fluorescence spectroscopy. 3rd Edition. Springer Science + Business Media, LLC, 2006. 954 p.
2. Cordeiro M.F., Guo L., Luong V., Harding G., Wang W., Jones H.E., Moss S.E., Sillito A.M., Fitzke F.W. Real-time imaging of single nerve cell apoptosis in retinal neurodegeneration // Proceedings of the National Academy of Sciences, USA. 2004. № 101. P. 13352-13356.
3. Madeira C., Estrela N., Ferreira J.A., Andrade S.M., Costa S.M., Melo E.P. Fluorescence lifetime imaging microscopy and fluorescence resonance energy transfer from cyan to yellow fluorescent protein validates a novel method to cluster proteins on solid surfaces // Journal of Biomedical Optics. 2009. № 14. P. 1-9.
4. Bares A.J., Mejooli M.A., Pender M.A., Leddon S.A., Tilley S. 2nd, Lin K., Dong J., Kim M., Fowell D.J., Nishimura N., Schaffer C.B. Hyperspectral multiphoton microscopy for in vivo visualization of multiple, spectrally overlapped fluorescent labels // Biophotonics Congress: Optics in the Life Sciences Congress 2019 (BODA,BRAIN,NTM,OMA,OMP), The Optical Society (Optical Society of America, 2019), paper NW1C.3.
5. Pinnow D.A. Acousto-Optic Light Deflection: Design Considerations for First Order Beam Steering Transducers // IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics. 1971. № SU-18. P. 209-214.
6. Polschikova, O.V., Machikhin, A.S., Ramazanova, A.G., Bratchenko I.A, Pozhar V.E., Danilycheva I.V., Katunina O.R., Danilychev M.V. An acousto-optic hyperspectral unit for histological study of microscopic objects // Optics and Spectroscopy. 2018. № 125. P. 1074–1080.

SPECTRAL IMAGING METHODS IN OPHTHALMIC DIAGNOSTICS BASED ON ACOUSTO-OPTICAL TUNABLE FILTERS

Veselov A.S., Gavlina A.E., Polschikova O.V.

Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation of the Russian Academy of Sciences
distantmedicine@gmail.com

Differential diagnosis in medicine is a key parameter that determines the tactics of treatment and the outcome of the disease. The combination of methods helps to reduce the error, and therefore, increases the patient's chances of a favorable outcome in the form of a stable remission of the disease or its complete elimination.
Laboratory methods imply the study of a micro- or macropreparation, which is associated with the need to take biomaterial from the patient, as well as long sample examination and special methods of its preparation and storage, but at the same time, despite the difficulties, laboratory confirmation of the diagnosis is the most accurate and "the last link" in the chain of diagnosis.
Non-invasive methods at the stage of "pre-laboratory" diagnostics are designed to help the doctor in finding the right direction in identifying the signs of the alleged disease and discovering pathologies that are not considered in the study.
Optical diagnostic methods do not set themselves the task of canceling or substituting laboratory tests, but are intended to help in determining the correct direction of the search and automation of routine processes.
Keywords: spectral imaging, acousto-optical tunable filter, non-invasive diagnostics

Информационная поддержка:
Журнал “Физические основы приборостроения”

ISSN: 2225-4293 **http://jfop.ru**
Online ISSN: 2712-7885

Подписка на журнал оформляется
через подписное агентство «Книга-Сервис»
и объединенный каталог «Пресса России»
(подписной индекс 29196)

СПОНСОР КОНФЕРЕНЦИИ

Научно-технологический центр
уникального приборостроения РАН
http://ntcup.ru

ARMIMP-2021
WEB: http://armimp.ru
DOI: 10.25210/armimp-2021

9 785905 278488