

ИНСТИТУТ КОСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

XIV КОНФЕРЕНЦИЯ МОЛОДЫХ УЧЁНЫХ
**ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ
И ПРИКЛАДНЫЕ
КОСМИЧЕСКИЕ
ИССЛЕДОВАНИЯ**
12–14 апреля 2017 года, ИКИ РАН, Москва

СБОРНИК ТРУДОВ

Под редакцией
А.М. Садовского

Серия «Механика, управление и информатика»

МОСКВА
ИКИ РАН
2017

ISBN 978-5-00015-025-2

**XIV Young Scientists Conference
“Fundamental and Applied Space Researches”**

IKI RAN, Moscow, April 12–14, 2017

**Proceedings
Ed. A. M. Sadovski**

The XIV Young Scientists Conference “Fundamental and applied space research” dedicated to the Cosmonautics Day, took place on 12–14 April 2017, at the Space Research Institute of the Russian Academy of Sciences (URL: <http://kmu.cosmos.ru>). Traditionally, the conference was arranged by the Scientific and Educational Centre of the Space Research Institute of the Russian Academy of Science. Students, postgraduates and young scientists (up to 35 year-old), connected with space and space research, participated in the conference. Once again the Conference has become the largest youth forum, dedicated to space physics. Within three days more than 140 reports were submitted. In „The Young Scientists Conference papers” you may find the selected conference participants articles. The collection is included in the Russian Science Citation Index.

**XIV Конференция молодых учёных
«Фундаментальные и прикладные космические исследования»**

ИКИ РАН, Москва, 12–14 апреля 2017 г.

**Сборник трудов
Под ред. А. М. Садовского**

12–14 апреля 2017 г. в Институте космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН) состоялась XIV Конференция молодых учёных «Фундаментальные и прикладные космические исследования» (сайт конференции <http://kmu.cosmos.ru>), посвящённая Дню космонавтики. Конференция проводилась Научно-образовательным центром ИКИ РАН. В конференции принимали участие студенты, аспиранты и молодые учёные (до 35 лет), чья деятельность связана с космосом и космическими исследованиями. В очередной раз конференция стала крупным молодёжным форумом, посвящённым космической физике. За три напряжённых дня работы было представлено более 140 докладов. Сборник трудов XIV Конференции молодых учёных содержит избранные статьи, написанные авторами докладов. Сборник включён в Российский индекс научного цитирования (РИНЦ).

Компьютерная вёрстка: *Комарова Н. Ю.*
Дизайн обложки: *Захаров А. Н.*

Мнение редакции не всегда совпадает с точкой зрения авторов статей.
Отдельные статьи даны в авторской редакции.
Качество иллюстраций соответствует предоставленному авторами материалу.

Электронная версия сборника размещена на сайтах ИКИ РАН <http://www.iki.rssi.ru/print.htm>
и Российской научной электронной библиотеки <http://elibrary.ru/>.

ПРЕДИСЛОВИЕ

В апреле состоялась XIV Конференция молодых учёных «Фундаментальные и прикладные космические исследования» (КМУ), посвящённая Дню космонавтики, которая регулярно проводится в Федеральном бюджетном учреждении науки Институте космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН). Конференцию ежегодно организует Научно-образовательный центр ИКИ РАН. В этом году она была посвящена 60-летию начала космической эры — запуску Первого искусственного спутника Земли. Конференция проходила три дня, с 12 по 14 апреля 2017 года.

Официальную информацию о конференции можно найти на её сайте <http://kmu.cosmos.ru>, на котором проходит регистрация и подача докладов. В КМУ могут участвовать студенты, аспиранты и молодые учёные (до 35 лет), связавшие свою жизнь с космическими исследованиями.

Уже давно конференция стала крупнейшим молодёжным форумом в области космических исследований, на который съезжаются представители вузов и научных организаций со всех концов России, а также представители других государств. Поэтому для оргкомитета КМУ важно сохранить суть конференции: дать возможность приобрести молодым учёным опыт публичных выступлений, обсудить свои и чужие результаты, поспорить, пообщаться (в том числе неформально) с коллегами, послушать «старших» товарищей. Конечно, такой формат может оказаться полезным для разработки междисциплинарных задач, установления новых связей, получения молодёжных грантов.

В этом году в конференции было представлено более 140 докладов от участников из разных уголков России и СНГ. Поскольку на проведение заседаний отводилось всего три дня, то даже возникла идея перенести часть докладов в стендовые, но это противоречило бы основной идее КМУ, и оргкомитет постарался распределить доклады так, чтобы дать возможность выступить всем желающим.

Уже несколько лет как конференция приобрела статус международной, но рабочим языком остаётся русский. Поскольку в КМУ участвуют студенты, аспиранты и молодые учёные, то регистрационный взнос не предусматривается, а все расходы организаторы покрывают с помощью грантов (в этом году был получен грант РФФИ). Информационную поддержку обеспечивал журнал «Инженер и промышленник сегодня», газеты «Троицкий вариант» и «Поиск», а также информационный портал «Экспир».

Традиционно конференция проводится параллельно по двум секциям, а всего секций шесть: физика Солнечной системы; космическое приборостроение; атмосфера, гидросфера и литосфера Земли и планет; астрофизика и радиоастрономия; теория и математическое моделирование; дистанционное зондирование Земли и планет. Сборник тезисов докладов можно найти на сайте конференции.

Конференция открылась в День космонавтики, 12 апреля. После открытия был представлен пленарный доклад кандидата физико-математических наук Ю. Н. Извековой «Нелинейные волновые структуры и перенос пылевых частиц в атмосферах Земли и Марса». Сразу после доклада началась работа по секциям.

Отметим ещё, что в этом году в конференции участвовало много представителей различных предприятий Роскосмоса, в частности из АО «Ракетно-космический центр «Прогресс» (Самара), АО «НПО Энергомаш им. акад. В. П. Глушко» (Химки), ПАО «Научно-производственное объединение «Искра» (Пермь) и др., что внесло свежую струю в представленные доклады.

Приглашаем к участию в наших мероприятиях всех интересующихся космическими исследованиями, всю информацию о проводимых мероприятиях можно найти на сайте ИКИ РАН www.cosmos.ru.

А. М. Садовский

НАСТРОЙКА ПРОПОРЦИОНАЛЬНО-ИНТЕГРАЛЬНО-ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ РЕГУЛЯТОРОВ СИСТЕМЫ ОБЕСПЕЧЕНИЯ ТЕПЛОВЫМ РЕЖИМОМ АСТРОФИЗИЧЕСКОГО ТЕЛЕСКОПА ART-XC ОБСЕРВАТОРИИ «СПЕКТР-РГ»

Д. М. Гамков, М. В. Бунтов

Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН)

Рассматриваются проблемы и методы оптимальной настройки (ПИД) регуляторов системы автоматического управления тепловым режимом большого рентгеновского телескопа ART-XC орбитальной астрофизической обсерватории «Спектр-РГ». Даны некоторые рекомендации для реализации и настройки ПИД-регуляторов в бортовой аппаратуре на этапе наземной отработки.

Ключевые слова: система автоматического управления, система обеспечения тепловым режимом, пропорционально интегрально дифференциальный регулятор, объект управления, управляющее воздействие, исполнительное устройство.

ВВЕДЕНИЕ

Орбитальная астрофизическая обсерватория «Спектр-РГ» разрабатывается и изготавливается в рамках Федеральной космической программы по заказу Роскосмоса и Российской академии наук. Планируемая дата запуска — 2018 г. Космический аппарат (КА) производства Научно-производственного объединения (НПО) им. С.А. Лавочкина. Рабочая точка орбиты обсерватории «Спектр-РГ» — точка Лагранжа L_2 . Обсерватория «Спектр-РГ» состоит из двух больших телескопов рентгеновского диапазона — российского ART-XC и немецкого eROSITA.

Рентгеновский телескоп ART-XC разрабатывается и изготавливается ИКИ РАН совместно с Российским федеральным ядерным центром — Всероссийским научно-исследовательским институтом экспериментальной физики (РФЯЦ-ВНИИЭФ). Телескоп представляет собой семь функционально независимых, но конструктивно связанных между собой телескопов. Согласно требованиям, телескоп ART-XC должен быть независимым от КА и полностью обеспечивать себя в части необходимых для работы тепловых режимов.

Для поддержания требуемых рабочих температур телескопа в космосе в его состав входит система обеспечения теплового режима (СОТР).

СОТР представляет собой комплекс из тепловых труб, радиатора, конструктивных элементов, экранно-вакуумной теплоизоляции, электрических нагревателей (ИУ — исполнительное устройство на рис. 1), датчиков, соединительных кабелей. Считывание датчиков и управление электрическими нагревателями производится электронным блоком управления — БУСОТР.

Гамков Данила Михайлович — инженер, danila.gamkov@mail.ru

Бунтов Михаил Владимирович — начальник лаборатории, orion@iki.rssi.ru

При реализации регулятора БУСОТР необходимо учитывать следующие особенности:

- 1) отсутствие точной, проверенной тепловой модели телескопа, ввиду её сложности;
- 2) тепловые испытания телескопа проводятся в большой вакуумной камере с азотным экраном (использованием жидкого азота), ввиду их большой стоимости, настройка каждого канала ПИД-регулятора очень ограничена по времени;
- 3) тепловой режим телескопа в космосе в рабочей точке орбиты L_2 достаточно стабильный, но необходимо предусмотреть внешние тепловые воздействия со значительными отклонениями от номинального, например, на переходной орбите, манёврах КА, нештатной ориентации;
- 4) влияние эффектов радиационных факторов космического пространства на электронику приводит к появлению возмущений в самом ПИД-регуляторе, например, шумам АЦП.

Таким образом, реализация и настройка регуляторов СОТР с учётом приведённых факторов представляет собой непростую техническую задачу.

Поддержание необходимого теплового режима рентгеновских зеркальных систем (РЗС) в заданном диапазоне температур крайне важная задача ввиду того, что объект состоит из сверхточных цилиндрических зеркал, для которых любые деформации в результате перегрева или переохлаждения являются критичными и могут привести к искажению результатов наблюдения за звёздами вплоть до выхода из строя всего телескопа.

В данной работе рассматриваются основные проблемы, связанные с реализацией и настройкой ПИД-регуляторов с учётом тех особенностей в тепловых процессах, которые были описаны выше.

На различных этапах выполнения работы использовалось два метода исследования: моделирование системы управления и экспериментальная проверка результатов моделирования методом наблюдения за технологическим процессом.

1. СИСТЕМА АВТОМАТИЧЕСКОГО РЕГУЛИРОВАНИЯ ТЕМПЕРАТУРОЙ В ТЕЛЕСКОПЕ

В общем виде система автоматического регулирования (САР) температуры основных функциональных элементов телескопа ART-XC представлена на рис. 1.

СОТР, как было уже сказано ранее, представляет собой комплекс, обеспечивающий подвод и отвод нужного количества теплоты функциональным элементам телескопа, а также датчики для регистрации температуры.

БУСОТР представляет собой ПИД-регулятор на 36 независимых каналов. Каждый канал принимает данные со своего термодатчика и управляет включением своего нагревателя (исполнительное устройство в системе) используя широтно-импульсную модуляцию (ШИМ) напряжения бортовой сети. ШИМ позволяет регулировать тепловую мощность, выделяемую нагревателем.

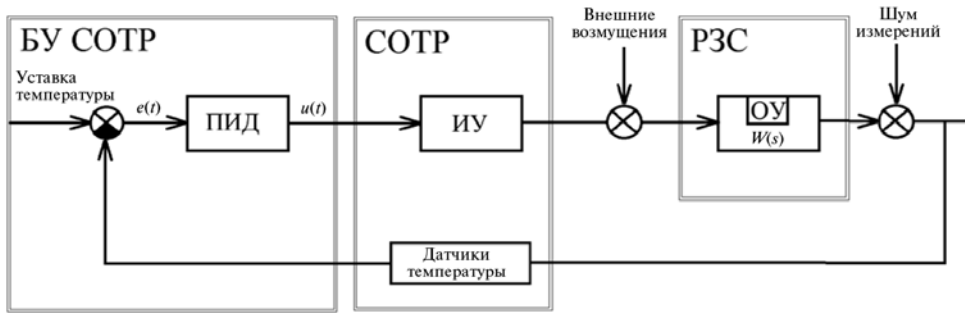


Рис. 1. Общая схема одного канала САР: ИУ — исполнительное устройство (нагреватели); ОУ — объект управления; РЗС — рентгеновская зеркальная система

Внешние возмущения на объект управления представляют собой резкие перепады температур. Например, в результате открытия крышки телескопа или отключения рентгеновских детекторов.

Шум измерений в данном случае представлен в виде влияния эффектов радиационных факторов космического пространства на электронику (шумы АЦП).

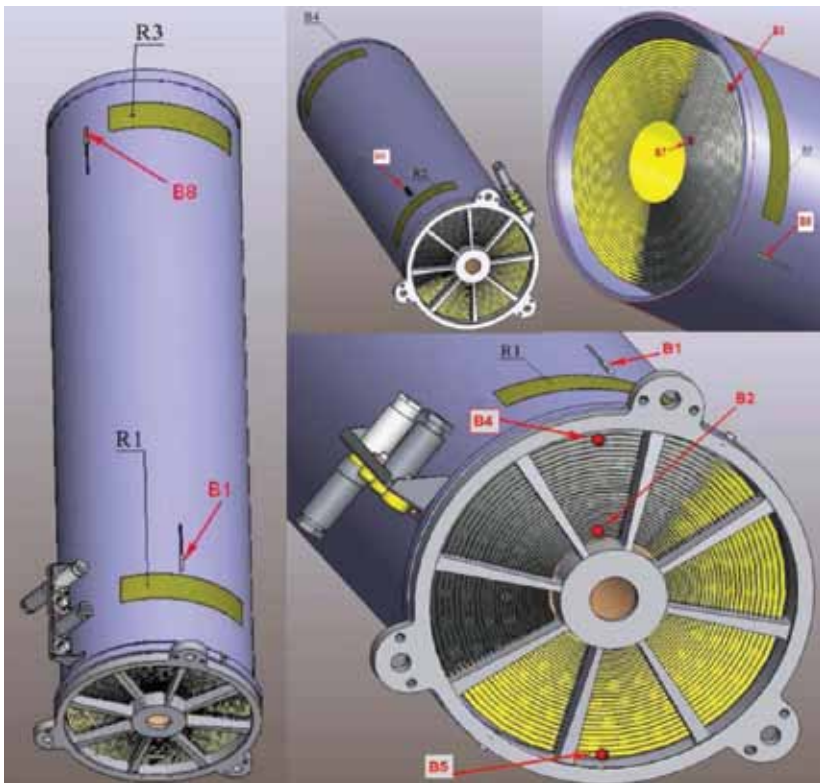


Рис. 2. Тепловые эквиваленты рентгеновских зеркальных систем: R1, R2, R3 — нагреватели; B1, B6, B8 — датчики температуры

В данной работе в качестве объекта управления (ОУ) рассматриваются только тепловые эквиваленты рентгеновских зеркальных систем (ТЭ РЗС). Такой эквивалент представляет собой алюминиевый цилиндр с концентрическими медными пластинами внутри, на поверхности цилиндра установлены три резистивных нагревательных элемента (R1, R2, R3), на которые подаётся управляющее воздействие в виде напряжения 27 В. Рядом с каждым нагревателем находится датчик температуры (В1, В6, В8 соответственно), имеющий хороший тепловой контакт с поверхностью объекта. Таким образом, ТЭ РЗС имеет три канала регулирования (рис. 2).

Для изучения работы ПИД-регуляторов и методов его настройки разработан программно-аппаратный комплекс на базе STM32F4discovery, интегрированный со средой Matlab Simulink, который заменяет БУСОТР и СОТР в реальном телескопе.

2. ОСНОВНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ, ПРЕДЪЯВЛЯЕМЫЕ К КАЧЕСТВУ РЕГУЛИРОВАНИЯ САР

Главной задачей регулятора в настоящей системе автоматического регулирования является поддержание заданной температуры объекта управления (ОУ) с минимизацией влияния внешних возмущений.

К регулятору предъявляются следующие требования:

- перерегулирование при изменении уставки температуры не более 0,5 °С;
- среднеквадратическое отклонение от уставки температуры в установившемся режиме 0 °С;
- время установления: не более 100 с;
- робастность.

Требование к робастности обусловлено тем, что модель объекта управления, используемая при настройке ПИД-регулятора, может не соответствовать в точности объекту управления. Поэтому настроенный регулятор должен отвечать требованиям к робастности, т. е. обеспечивать необходимый запас устойчивости для обеспечения заданных требований к качеству регулирования при изменении параметров объекта управления на $\pm 15\%$.

3. ПРИНЦИП РАБОТЫ ПИД-РЕГУЛЯТОРА

Ввиду существующих особенностей тепловых процессов в телескопе (см. введение) и предъявляемых требований к качеству регулирования САР (см. п. 2) выбран пропорционально интегрально дифференциальный алгоритм. В данной работе его аналитическое выражение будет представлено в виде:

$$u(t) = K_p e(t) + K_i \int e(t) dt + K_d \frac{de(t)}{dt}, \quad (1)$$

где t — время; K_p , K_i , K_d — пропорциональный, интегральный, дифференциальный коэффициенты усиления соответственно; $u(t)$ — управляющее воздействие; $e(t)$ — сигнал рассогласования.

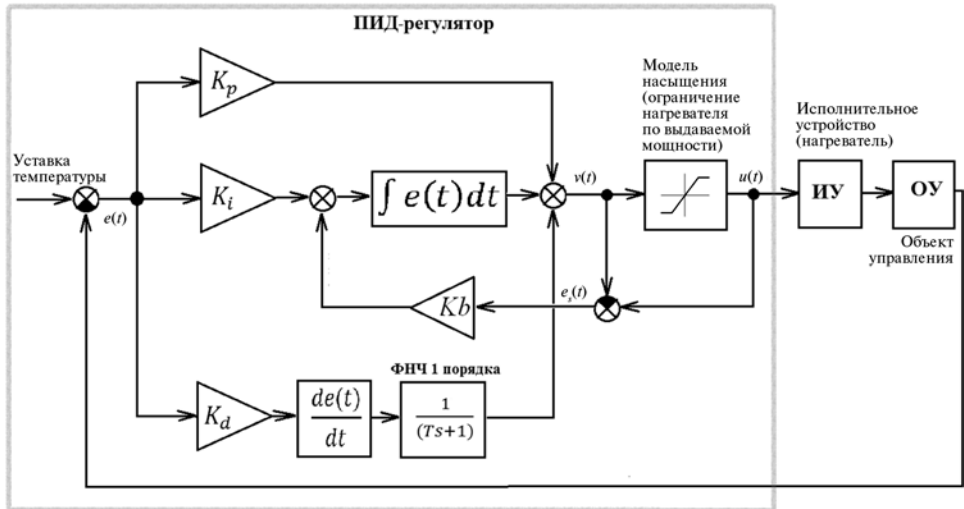


Рис. 3. Структурная схема системы автоматического регулирования с ПИД-регулятором

Роль каждой составляющей рассматриваемого регулятора в управлении и обоснования выбора данного алгоритма даны ниже [Денисенко, 2007] (рис. 3).

Первое слагаемое в выражении (пропорциональная составляющая) прямо пропорционально «невязке» $e(t) = T_s - T$ — разности температурной уставки T_s и измеренного значения температуры T . Его смысл состоит в том, что при невязке $e(t) = K_p$ регулятор начнёт снижать подаваемую мощность на нагреватель. Если задать слишком малое значение коэффициента усиления (K_p) пропорциональной составляющей, величина сигнала рассогласования $e(t)$ со временем не уменьшается, т.е. в системе присутствует статическая ошибка регулирования. Если задать слишком большое значение коэффициента усиления, то могут возникнуть колебательные процессы, которые также наблюдаются в рассматриваемых тепловых процессах.

Интегральная составляющая суммирует сигнал рассогласования $e(t)$ и должна быть равна величине тепловой мощности, необходимой для компенсации тепловых потерь при $e(t) = 0$, поэтому она тесно связана с теплоёмкостью объекта управления. Слишком малое значение коэффициента усиления (K_i) при интегральной составляющей приводит к затягиванию переходного процесса: величина сигнала $e(t)$ слишком медленно уменьшается. Исполнительное устройство (ИУ на рис. 3), выполненное в виде нагревателя, имеет нелинейность типа «ограничение по мощности». Если сигнал на входе объекта управления вошёл в зону насыщения (ограничения), а сигнал рассогласования $e(t)$ не равен нулю, интегратор продолжает функционировать, это приводит к тому, что система становится неуправляемой. Возникает так называемая проблема интегрального насыщения. В данной работе эта проблема обнаружена во время проверки коэффициентов ПИД-регулятора на созданном программно-аппаратном комплексе. Для устранения этой проблемы контролировалось значение интегральной составляющей регулятора относительно

K_p - и K_d -составляющих введением дополнительного контура обратной связи (см. рис. 3, K_b — коэффициент усиления корректирующей обратной связи для интегратора).

Дифференциальная составляющая реагирует на скорость изменения управляемой величины. Для того чтобы не происходило усиление высокочастотных помех, коротких выбросов и шумов, реализован фильтр низких частот первого порядка (см. рис. 3). Таким образом, как раз Д-составляющая ПИД-регулятора подавляет внешние возмущения на объект управления, представляющие собой резкие перепады температур (открытие крышки телескопа, например).

4. НАСТРОЙКА КОЭФФИЦИЕНТОВ ПИД-РЕГУЛЯТОРА

Процесс настройки коэффициентов регулятора в данной работе подразумевает несколько последовательных итераций:

- 1) идентификация объекта управления;
- 2) применение аналитических методов расчёта коэффициентов для предварительной (грубой) настройки ПИД-регулятора;
- 3) моделирование работы системы автоматического регулирования в среде Simulink и расчёт оптимальных настроек коэффициентов ПИД-регулятора.

Ниже разбирается каждая итерация настройки с соответствующими исследованиями и пояснениями.

4.1. Идентификация объекта управления

Для того чтобы приступить к расчёту коэффициентов ПИД-регулятора необходимо создать структурную математическую модель объекта управления.

Есть два способа получения структурной математической модели:

- физический подход;
- метод чёрного ящика.

Физический подход заключается в том, что модель объекта составляют в виде системы уравнений, описывающих физические процессы в объекте. При этом в качестве параметров модели могут использоваться геометрия объекта, физические параметры материала. Таким образом, получают математическую структуру объекта, коэффициенты которой уточняются в ходе проведения экспериментов по подаче тестовых воздействий. Однако чем сложнее объект управления с точки зрения описания физических процессов, протекающих в нём, тем менее достоверной получается модель. Ввиду конструктивной сложности рассматриваемого в данной работе объекта управления для получения математической модели использовался метод чёрного ящика.

Метод чёрного ящика заключается в следующем: на вход определяемого объекта подаётся тестовое воздействие (например, подача максимальной мощности на нагреватели), на выходе регистрируется реакция на входное воздей-

стве (температура), в соответствии с кривой процесса и модели подбирается подходящая структура модели объекта с определением численных значений соответствующих коэффициентов. В программе MatLab имеется пакет System Identification Toolbox, предназначенный для идентификации объектов управления по методу чёрного ящика.

Аналитические методы настройки ПИД-регуляторов используют всего две модели объектов управления, представляющие собой апериодические устойчивые звенья первого и второго порядка с транспортной задержкой [Денисенко, 2007]:

$$W(s) = \frac{K}{(Ts + 1)} e^{-sL}, \quad (2)$$

$$W(s) = \frac{K}{(T_1s + 1)(T_2s + 1)} e^{-sL}, \quad (3)$$

где T , T_1 , T_2 — постоянные времени; K — коэффициент передачи; L — динамическая задержка, аппроксимированная в данном случае транспортной задержкой.

Для получения численных коэффициентов моделей объектов управления, аппроксимированных передаточными функциями (2) и (3), производится идентификация с помощью следующих тестовых воздействий:

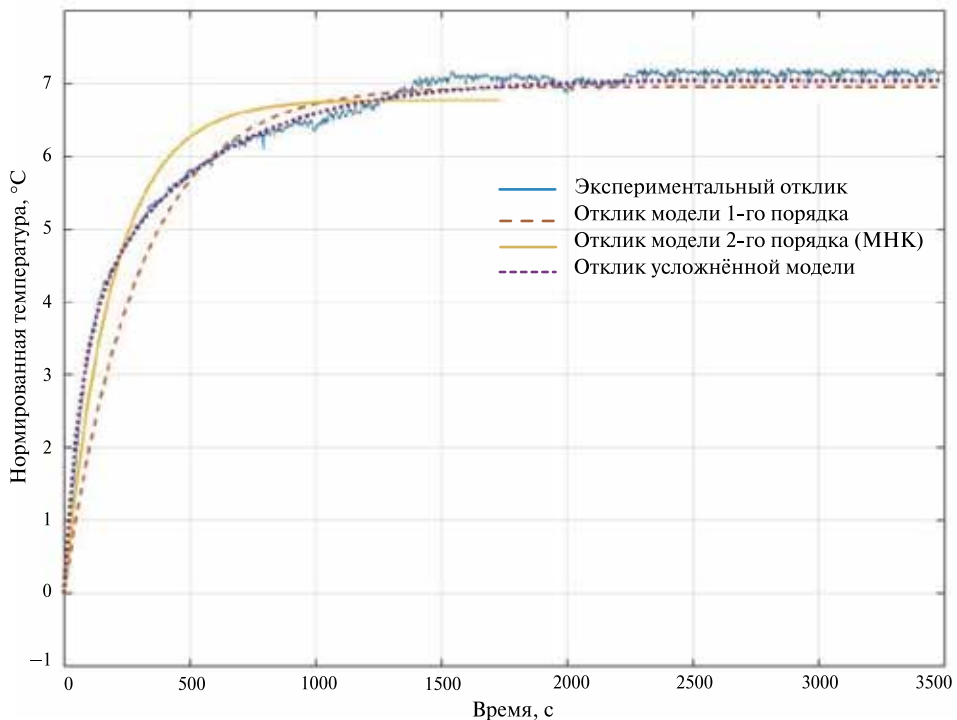


Рис. 4. Результат идентификации по отклику на импульсное воздействие канала В1

- 1) подача ступенчатого воздействия на вход объекта управления (нагреватель) и регистрация реакции на выходе объекта (термодатчик);
- 2) подача импульсного воздействия на вход объекта управления (нагреватель) и регистрация реакции на выходе объекта (термодатчик).

Идентификация объекта управления (ОУ) по ступенчатой характеристике имеет один критичный недостаток для рассматриваемого объекта управления — это необходимость введения объекта в экстремальные режимы работы, чего делать не рекомендуется.

В данной работе аппроксимация ОУ передаточными функциями (2) и (3) производилась по реакции на импульсное воздействие (рис. 4). На графиках видно, что ОУ нельзя достаточно точно описать с помощью простых структурно-математических моделей, однако, можно применить некоторые аналитические методы для предварительной настройки ПИД-регуляторов.

В рассматриваемых моделях ОУ, аппроксимированных (2) и (3), транспортная задержка L по отношению к постоянной времени T имеет малую величину. Однако ею пренебречь нельзя — она также используется в аналитических методах расчёта коэффициентов ПИД-регулятора.

4.2. Обзор методов настройки ПИД-регулятора

Для применения аналитических методов автоматической настройки ПИД-регуляторов использовались модели (2) и (3) объектов управления, которые, как было сказано ранее (см. п. 4.1), не могут точно описать поведение объекта.

Существует несколько распространённых аналитических методов предварительной настройки ПИД-регуляторов. Данные методы подразделяются на две категории [Shahrokh, Zommorodi, 2003]:

- методы замкнутого контура,
- методы разомкнутого контура.

4.2.1. Методы замкнутого контура

Методы замкнутого контура могут применяться во время непосредственного функционирования системы САР, здесь не нужны возмущающие воздействия. Регулятор при этом переходит в режим релейного регулирования. Форма колебаний температуры на выходе ОУ должна быть близкой к синусоидальной. Для этого необходимо обеспечить 50 % скважность импульсов на выходе ШИМ. Настраиваемый параметр гистерезиса, применяемого в реле, позволил в данной работе получить колебания достаточно большой амплитуды для наиболее точного определения параметров, характеризующих систему на границе устойчивости. Полученный график релейного регулирования на границе устойчивости показан на рис. 5. Для остальных двух каналов регулирования получились аналогичные графики.

Во время коммутации напряжения 27 В на измерительную цепь наводятся электромагнитные помехи, что как раз заметно на представленном графике в виде скачков температуры во время переключения сигнала ШИМ. Данная проблема решалась настройкой ПИД-регулятора.

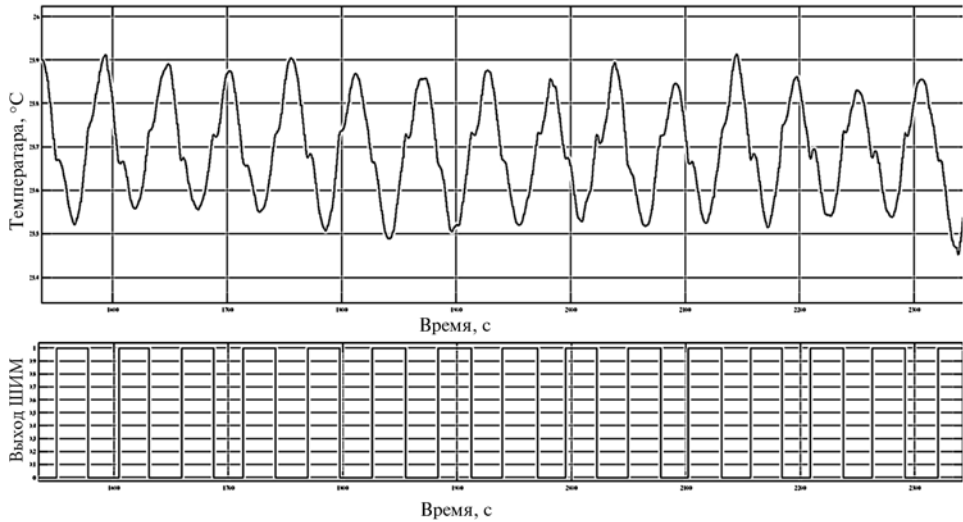


Рис. 5. Режим релейного регулирования (канал В6)

В ходе проведённых экспериментов было выявлено несколько недостатков метода идентификации в режиме релейного регулирования:

- много времени уходит на поиск точного значения уставки температуры, при которой будет обеспечиваться нужная скважность импульсов ШИМ для наиболее точного соответствия отклика системы синусоидальному сигналу;
- чувствительность к изменениям температуры окружающей среды во время проведения эксперимента, из-за чего приходится менять значение уставки для обеспечения скважности импульсов на выходе ШИМ 50 %;
- довольно низкая точность метода в условиях сильных шумов, несмотря на применяемый в реле гистерезис. Колебания температуры соизмеримы с погрешностью измерения.

Ввиду очевидных недостатков для данного конкретного случая методы замкнутого контура для грубой настройки ПИД-регуляторов в данной работе не применялись.

4.2.2. Методы разомкнутого контура

Наиболее распространены следующие методы настройки регулятора:

- Зиглера-Никольса,
- Коэна-Куна,
- Халмана,
- лямбда-настройка (λ -настройка),
- Фертника,
- Марлина,
- CHR-метод.

Для применения методов настройки по разомкнутому контуру разрывается обратная связь, регулятор не участвует в процессе идентификации параметров для структурно-математической модели объекта управления.

Метод Зиглера-Никольса

Метод расчёта коэффициентов регулятора по Зиглеру и Никольсу (Ziegler J. G., Nichols N. B.) даёт умеренно хорошую настройку, но только в ограниченных ситуациях, обеспечивая декремент затухания, равный четырём. Экспериментальная проверка выявила присущее данному методу большое перерегулирование, что не соответствует требованиям к качеству регулирования, хотя отклик регулятора на внешние возмущения в пределах нормы.

Метод Коэна-Куна

Среди методов разомкнутого контура есть несколько алгебраических методов, где передаточная функция регулятора определяется из спецификации прямыми алгебраическими вычислениями. К таким методам относятся методы Коэна-Куна (Cohen O. H., Coon O. A.), Халмана и λ -настройка. Данные методы тесно связаны с размещением доминирующих полюсов в передаточной функции регулятора.

В методе Коэна-Куна применительно к ПИД-контроллеру назначаются три полюса в обратной связи (которые определяются из характеристического уравнения): два комплексных полюса и третий полюс реальный, которые располагаются на том же расстоянии от начала координат, что и другие полюса. Полюса модели регулируются, чтобы дать отношение амплитуды затухания на четверть (декремент затухания $d = 4$), а расстояния от полюсов до начала координат корректируются с целью минимизации интеграла ошибки. Формулы расчёта коэффициентов регулятора, используя три параметра (K , T , L) модели объекта получены Коэном и Куном на основе аналитических и численных методов. Если сравнивать результаты расчётов коэффициентов по данному методу с методом Зиглера-Никольса, то можно обнаружить, что они совпадают при малых значениях отношения $\tau = L/T$ (т.е. когда объект легко управляем). Стоит отметить, что интегральный коэффициент растёт с ростом отношения τ , что является желательным. Коэффициент усиления регулятора стремится к бесконечности при стремлении τ к единице, что может привести к неустойчивости системы. Поэтому важно для начала оценить значение параметра τ , прежде чем применять данный метод. Также было отмечено, что получаемая система с замкнутым контуром имеет плохое демпфирование и плохую робастность.

При экспериментальной проверке метода Коэна-Куна (рис. 6) устранение интегрального насыщения приводит к тому, что в системе появляется астатизм в установившемся режиме, при этом выход на уставку производится без перерегулирования. Не смотря на то, что в описании метода делается акцент на отклик на внешние возмущения, реакция, получившаяся в эксперименте, является не соответствующей описаниям. Возможно, это связано с применением схемы устранения интегрального насыщения и плохой робастностью регулятора.

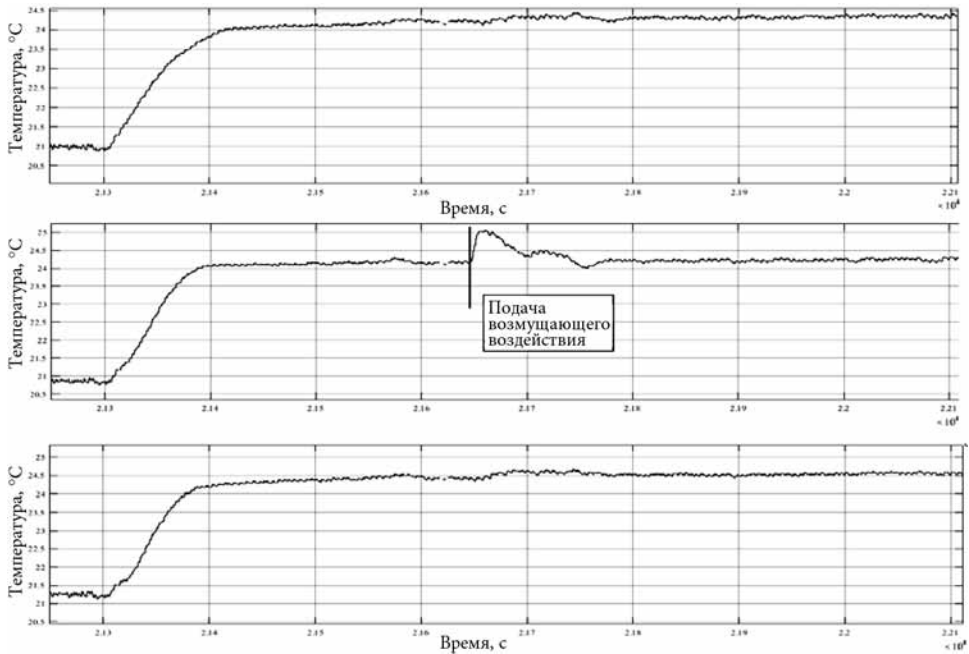


Рис. 6. Экспериментальная проверка коэффициентов регуляторов, рассчитанных по методу Коэна-Куна

Метод Халмана

Данный метод наиболее предпочтительно использовать, когда динамическая задержка имеет большую величину. Экспериментальная проверка метода показала, что процесс регулирования затянут, присутствуют небольшие колебания, и реакция регулятора на внешние возмущения не соответствует требованиям, изложенным в п. 2.

Лямбда-настройка

Данный метод представляет собой особый случай размещения полюсов, который обычно используется в промышленности. При этом рассматривается модель объекта первого порядка (2). Формулы коэффициентов ПИД-регулятора получаются после простейших математических операций, подробно изложенных в работе [Astrom, Hägglund, 1995]:

$$K_p = \frac{1}{K} \frac{(L/2 + T)}{(L/2 + \lambda)}; \quad K_i = \frac{K_p}{T + L/2}; \quad K_d = \frac{K_p LT}{L + 2T}, \quad (4)$$

где λ есть настраиваемый параметр. Это простой метод, который даёт хорошие результаты при условии правильного выбора λ -параметра.

Выбор параметра λ имеет решающее значение. Общее правило гласит, что данную величину нужно выбрать $\lambda \approx 3L$ для робастного контроллера и $\lambda \approx L$ для «агрессивной» настройки, если параметры объекта хорошо определены.

Ввиду того, что в процессе вывода формул (4) имело место быть сокращение полюса передаточной функции объекта, когда полагалось, что постоянная времени интегрирования эквивалентна постоянной времени объекта. Это приводит к тому, что реакция системы на внешние возмущения является довольно плохой: процесс затянут и присутствует большое перерегулирование. Однако, несмотря на это, данный метод широко используется в адаптивных регуляторах, ведь для настройки регулятора требуется менять всего лишь один параметр — λ — вместо трёх.

В результате проведения различных экспериментов с разными значениями настраиваемого параметра λ не удалось получить коэффициенты ПИД-регулятора, удовлетворяющие требованиям.

Метод Фертика

В методе Фертика оценивается критерий управляемости системы:

$$\alpha = \frac{T_d}{T_{ps}} = \frac{L}{L + T}.$$

Чем больше значение α , тем сложнее система в управлении (при $\alpha > 0,5$ метод не применим). Коэффициенты регулятора оцениваются по специальным графикам. Данный метод рассчитан исходя из критерия минимизации интегральной ошибки регулирования с 8 % перерегулированием.

Экспериментальная проверка метода показала низкое быстродействие по отношению к внешним воздействиям, что не удовлетворяет требованиям к качеству регулирования.

Метод Марлина

Марлин разработал метод, позволяющий получить с помощью специальных графиков параметры контроллера, удовлетворяющие следующим условиям (принимая во внимание минимизацию интегральной ошибки регулирования):

- изменение параметров объекта на $\pm 25\%$,
- ограничение на вариацию управляющей переменной.

Как можем заметить, данный метод хорошо подходит для настройки регулятора, который будет обладать хорошей робастностью.

Экспериментальная проверка метода (рис. 7) показала низкое быстродействие по отношению к внешним воздействиям, что не удовлетворяет требованиям к качеству регулирования, однако настроенный регулятор действительно оказался робастным.

СНР-метод

Данный метод даёт две разные системы параметров регулятора. Одна из них получена при наблюдении отклика на изменение уставки, вторая — при наблюдении отклика на внешние возмущения. В настоящей работе представляют интерес формулы, полученные при наблюдении отклика на внешние возмущения без перерегулирования:

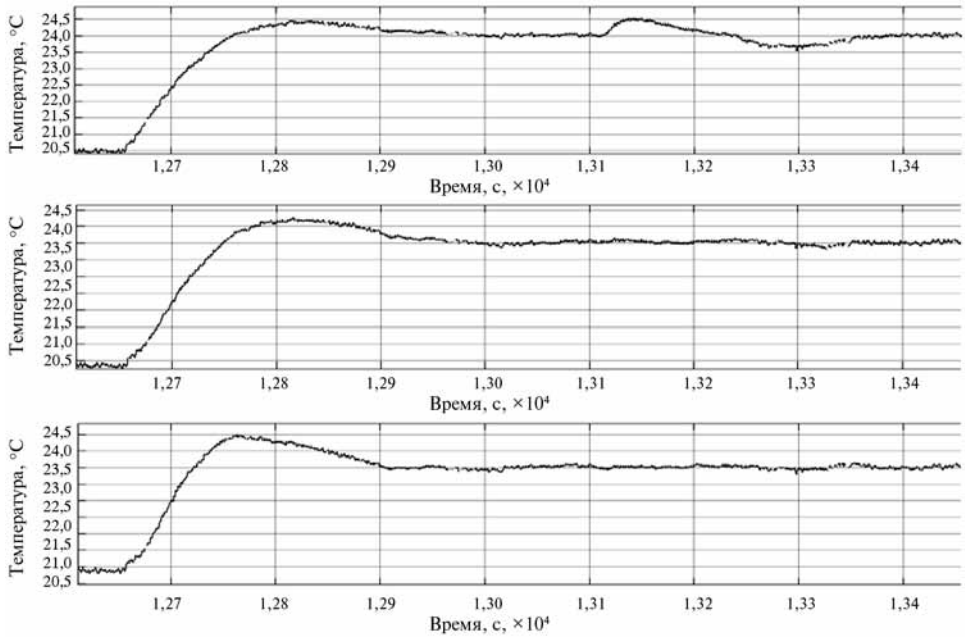


Рис. 7. Экспериментальная проверка коэффициентов регуляторов, рассчитанных по методу Марлина

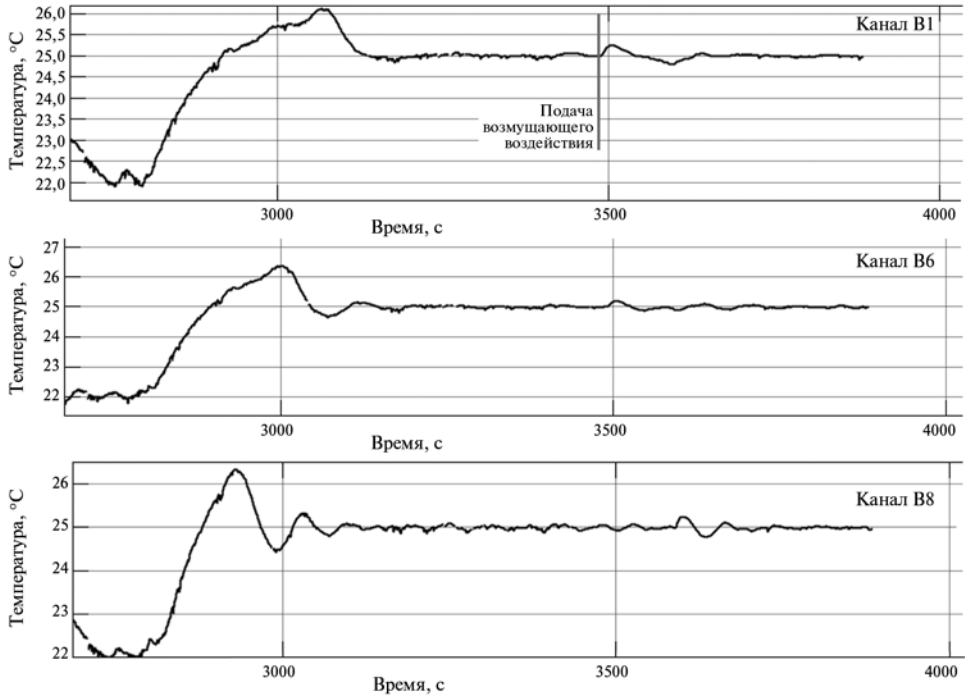


Рис. 8. Экспериментальная проверка коэффициентов регуляторов, рассчитанных по методу CHR

$$K_p = \frac{0,95T}{0,42KL}; \quad K_i = \frac{K_p}{2,4L}; \quad K_d = 0,42K_pL. \quad (5)$$

В отличие от Зиглера и Никольса, которые использовали критерий качества настройки декремент затухания, равный четырём, Чин, Хронес, Ресвик (Chien K. L., Hrones J. A., Reswick J. B. — CHR) использовали критерий максимальной скорости нарастания при отсутствии перерегулирования или при наличии не более чем 20%-го перерегулирования. Такой критерий позволяет получить больший запас устойчивости, чем в методе Зиглера-Никольса.

В результате экспериментальных проверок коэффициентов ПИД-регулятора, аналитически рассчитанных по методу CHR, выяснилось, что они удовлетворяют основному требованию к ПИД-регулятору: поддержание заданной температуры объекта управления (ОУ) с наибольшим подавлением влияния внешних возмущений по сравнению с другими рассмотренными методами (рис. 8). В данной работе метод CHR использовался для предварительной, грубой настройки ПИД-регуляторов.

4.3. Моделирование работы САР в среде Simulink и расчёт оптимальных настроек коэффициентов ПИД-регулятора

Как известно, методы оптимизации можно применять только тогда, когда модель системы автоматического регулирования, в частности модель объекта управления, наиболее точно идентифицируема. Здесь неприменимы упрощающие модели, частотные характеристики которых могут существенно отличаться от характеристик реальной системы.

Впоследствии выяснилось, что хорошее описание ОУ даёт усложнённая модель в виде дифференцирующего минимально-фазового, колебательного устойчивого звена (см. график усложнённой модели на рис. 4), имеющего следующий вид передаточной функции:

$$W(s) = \frac{T_1s + 1}{T_2^2s^2 + 2\xi T_2s + 1}, \quad (6)$$

где T_1 , T_2 , T_3 — постоянные времени.

Для применения методов оптимизации в Simulink смоделирована САР (см. рис. 7). В данной модели учитывались следующие воздействующие сторонние факторы:

- влияние внешних возмущающих воздействий на объект управления;
- шум измерений;
- электромагнитные помехи, которые возникают во время коммутации напряжения 27 В и представляют собой небольшой скачок температуры;
- взаимовлияние контуров, которое было выявлено на начальном этапе исследования объекта управления.

Для расчёта оптимальных коэффициентов ПИД-регулятора использовался блок Simulink — “check custom bounds” (проверка пользовательских границ,

см. рис. 7). В данном блоке используется по умолчанию последовательное квадратичное программирование в качестве алгоритма оптимизации и метод градиентного спуска в качестве метода оптимизации. Данный блок по заданному алгоритму оптимизации выставляет настраиваемые коэффициенты регулятора в пределах некоторых границ, затем происходит подача ступенчатого воздействия на объект управления, оценивается реакция, далее всё повторяется до тех пор, пока коэффициенты не будут удовлетворять требованиям. Выставление желаемых границ в блоке “check custom bounds” для отклика системы на изменение уставки и внешние возмущения (рис. 9) производилось исходя из требований, предъявляемых к качеству переходного процесса по отклику на внешние воздействия.

Требования к робастности ПИД-регулятора здесь также учитывались заданием границ неопределённых параметров объекта управления, в пределах которых они могут изменяться. Каждый контур объекта управления описывается передаточной функцией вида (6), полученной в результате проведения идентификации по импульсному воздействию (см. рис. 4). Соответственно, параметры модели каждого контура различные. Минимальные и максимальные значения каждого соответствующего параметра модели определяли границы неопределённых параметров объекта управления. Результат оптимизации по модели САР показан на рис. 10.

Экспериментальная проверка рассчитанных оптимальных коэффициентов регулятора на изменение уставки и внешние возмущения показана на рис. 11.

Стоит заметить, что каждый из трёх ПИД-регуляторов в САР имеет одни и те же рассчитанные оптимальные коэффициенты с учётом робастности системы. Тем не менее, они удовлетворяют всем требованиям к регулированию, изложенным в п. 2 настоящей работы: перерегулирование не превышает 0,5 °С, время установления меньше 100 с., статическая ошибка — 0 °С.



Рис. 9. Моделирование одного канала управления в Simulink для расчёта оптимальных коэффициентов ПИД-регулятора

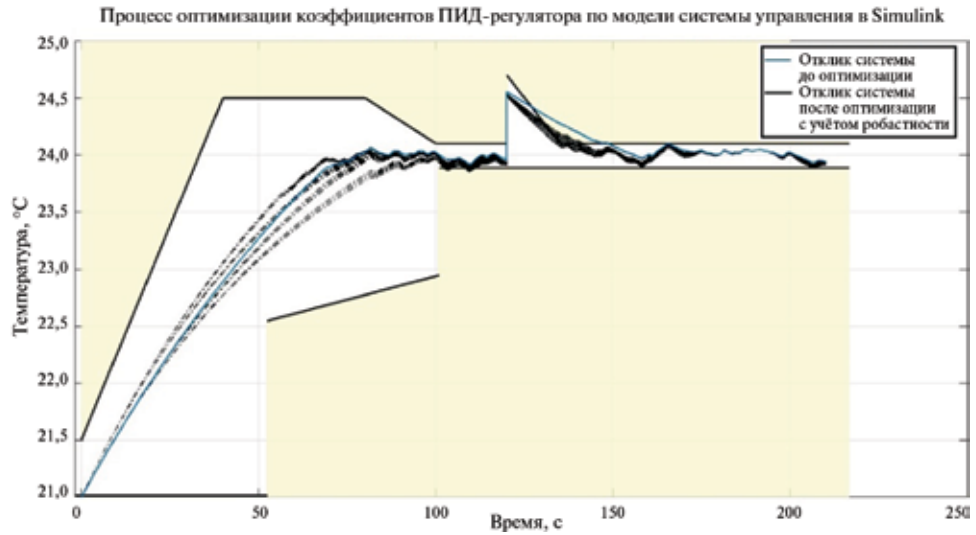


Рис. 10. Выставление границ для отклика системы на изменение уставки и внешние возмущения, и процесс оптимизации коэффициентов ПИД-регулятора

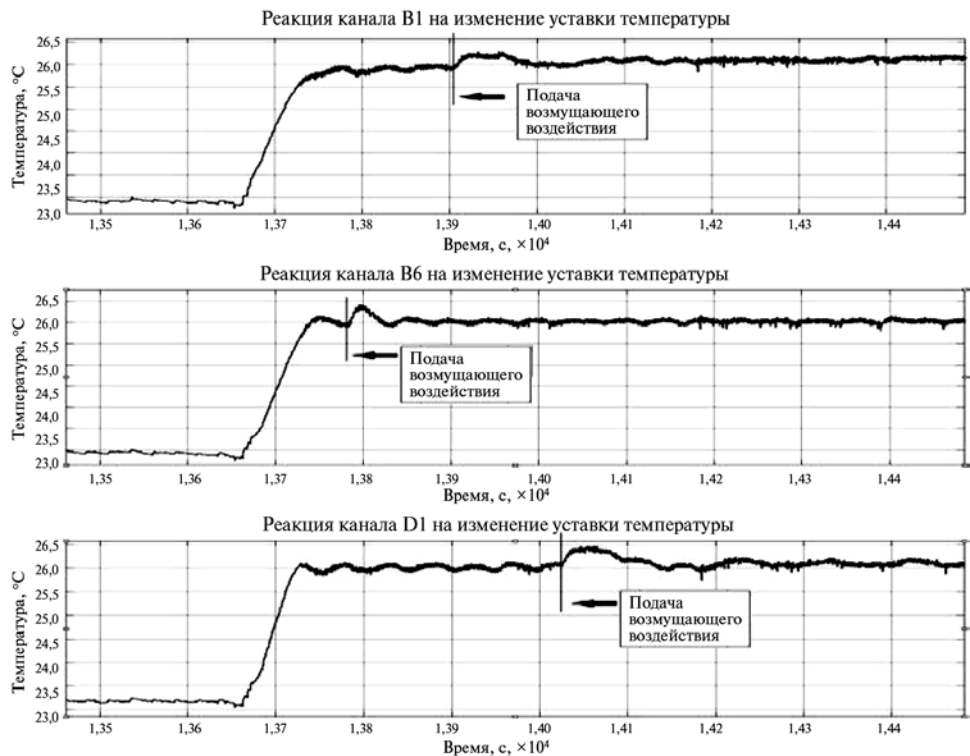


Рис. 11. Реакция САР на изменение уставки температуры и возмущающее воздействие

5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

В процессе тепло-вакуумных конструкторско-доводочных испытаний (ТВИ КДИ) телескопа ART-XC на один канал регулирования РЗС подавалось ступенчатое тестовое воздействие в целях идентификации РЗС как объекта управления (см. п. 4.1). График хода эксперимента представлен на рис. 12. Здесь видно, что ввиду большой тепловой инерционности РЗС и ограниченности по времени ТВИ испытаний выход на стационарный максимальный режим не состоялся, температура продолжала расти даже спустя 5,5 ч после подачи воздействия. Поэтому, здесь важно использовать другие тестовые воздействия, которые не будут вводить объект управления в экстремальный режим работы в течение продолжительного времени дорогостоящих испытаний.

Впоследствии, при исследовании работы ПИД-регулятора на программно-аппаратном комплексе, заменяющем СОТР и БУ СОТР в нормальных условиях тестовое воздействие в виде короткого по длительности, но мощного импульса позволило идентифицировать систему для последующей настройки ПИД-регулятора (см. п. 4.1).

В алгоритме ПИД-регулятора, который уже реализован в БУ СОТР (рис. 13), защита от интегрального насыщения выполнена в виде нелинейности типа «ограничение», т.е. когда интегральная сумма достигает некоторого предельного значения, она дальше не накапливается. Также в настоящем алгоритме предусмотрено ограничение на значение дифференциальной составляющей, которое представляет собой простейший фильтр низких частот.

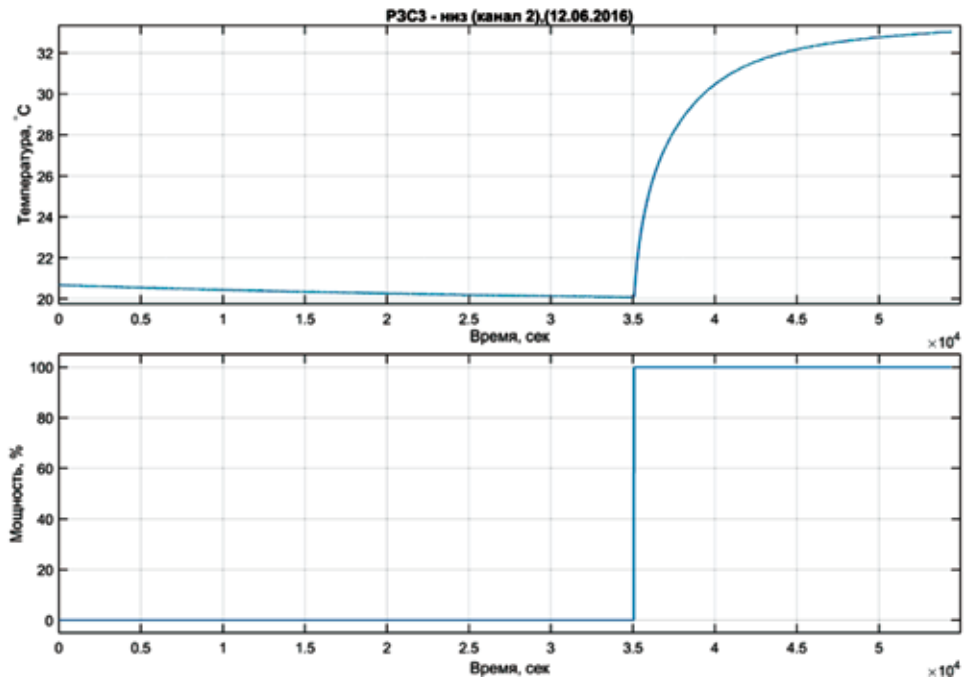


Рис. 12. Подача ступенчатого воздействия на объект управления во время ТВИ КДИ испытаний телескопа ART-XC

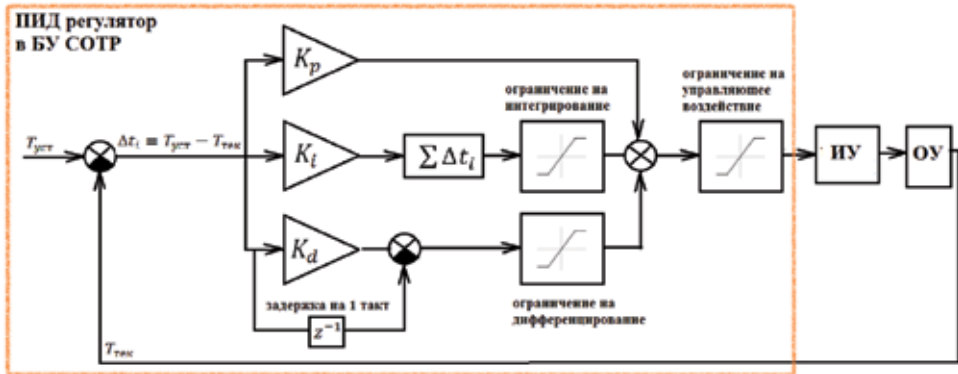


Рис. 13. Структурная схема реализованного ПИД-регулятора в БУ СОТР

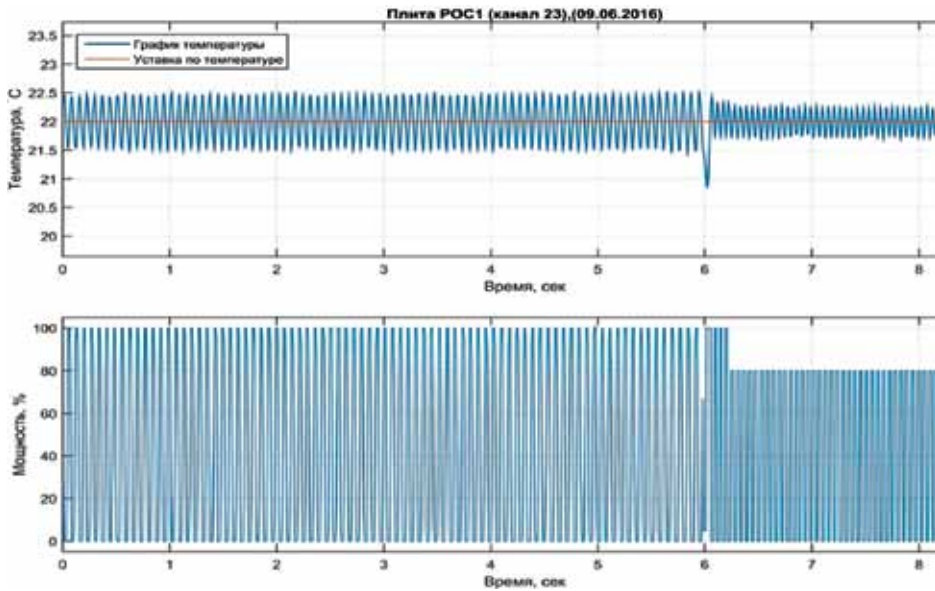


Рис. 14. Регулирование температуры на плите рентгеновской оптической системы

Анализ данных с испытаний ТВИ КДИ телескопа ART-XC показал пригодность используемого алгоритма ПИД-регулятора. Однако одни и те же значения коэффициентов регуляторов в БУ СОТР подходят не для всех объектов управления.

Примером тому может служить плита рентгеновской оптической системы (РОС). Ввиду того, что нагреватели на плите расположены достаточно далеко от термодатчика, то здесь присутствует транспортная задержка, которая приводит к колебаниям температуры ($\pm 0,5^\circ \text{C}$) в процессе ПИД-регулирования (рис. 14). Переход на релейный режим регулирования приводит к тому, что колебания температуры уменьшаются, однако не исчезают. Решить данную проблему можно путём перерасчёта коэффициентов регулятора так, как это описано в п. 4, применяя метод Халмана для предварительной настройки.

ВЫВОДЫ

В данной работе описан процесс настройки ПИД-регулятора с использованием современного пакета моделирования Simulink от MathWorks.

В п. 3 приводится описание работы ПИД-регулятора и рассматриваются варианты решения проблем, с которыми неизбежно приходится сталкиваться при использовании регуляторов данного типа.

Ввиду большой инерционности тепловых процессов в ТВИ испытаниях и жёсткие ограничения по времени на проведение тестовых воздействий в работе было предложено использовать импульсное воздействие.

Проведена идентификация объекта управления по импульсному воздействию методом чёрного ящика (см. п. 4.1) ввиду отсутствия точной, проверенной тепловой модели телескопа.

Разобраны и проверены на разработанном программно-аппаратном комплексе в нормальных условиях наиболее известные аналитические методы предварительного расчёта коэффициентов ПИД-регулятора. Каждый из методов настройки нацелен на определённый критерий качества:

- метод Зиглера-Никольса — декремент затухания управляющей величины;
- метод CHR — максимальная скорость нарастания управляющей величины;
- метод Коэна-Куна — отклик системы на внешние возмущения;
- метод Фертика — минимизация интегральной ошибки регулирования управляющей величины;
- метод Марлина — робастность системы САР;
- лямбда-настройка применяется в адаптивных регуляторах;
- метод Халмана используется, когда транспортная задержка объекта управления имеет большую величину.

По результатам ТВИ КДИ испытаний телескопа ART-XC проведена оценка работы ПИД-регуляторов БУСОТР (см. п. 5), в результате которой выяснилось, что настроенные регуляторы действительно удовлетворяют основным требованиям к качеству регулирования для всех функциональных элементов телескопа (объектов управления) кроме тех, где присутствует большая транспортная задержка. Для объектов с большой транспортной задержкой было предложено сначала идентифицировать объект по реакции на импульсное воздействие, затем применить метод Халмана для предварительной настройки регулятора, а затем применить метод оптимизации так, как описано в гл. 4.3.

ЛИТЕРАТУРА

- [Денисенко, 2007] Денисенко В. В. ПИД-регуляторы: вопросы реализации // Современные технологии автоматизации. 2007. № 4. С. 86–97.
- [Astrom, Hägglund, 1995] Astrom K. J., Hägglund T. PID controllers, Theory, Design and Tuning. Instrument Society of America, Research Triangle Park, North Carolina, 1995.
- [Shahrokhi, Zommorodi, 2003] Shahrokhi M., Zommorodi A. Comparison of PID Controller Tuning Methods // 8th National Iranian Chemical Engineering Congress, 2003.

TUNING PROPORTIONAL-INTEGRAL-DIFFERENTIAL REGULATORS OF SYSTEM PROVIDING HEAT MODES OF ASTROPHYSICS TELESCOPE ART-XC OBSERVATORY “SPECTRUM-RG”

D. M. Gamkov, M. V. Buntov

Space Research Institute of Russian Academy of Sciences (IKI RAN)

This research considers problems and methods optimal tuning PID regulators of system providing heat modes of X-ray telescope ART-XC orbital astrophysics observatory “Spectrum-RG”. Some recommendations were given for realization and tuning PID regulators in onboard equipment on ground processing steps.

Keywords: automatic control system, system providing heat modes, proportional integral differential regulator, control object, control action, actuator.

Gamkov Daniel Mihailovich — engineer, danila.gamkov@mail.ru

Buntov Mikhail Vladimirovich — head of laboratory, orion@iki.rssi.ru

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНОВЫЕ СТРУКТУРЫ И ПЕРЕНОС ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В АТМОСФЕРАХ ЗЕМЛИ И МАРСА

Ю. Н. Извекова, С. И. Попель

Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН)
Московский физико-технический институт (государственный университет) (МФТИ)

Представлены результаты исследования нелинейных волновых структур и переноса пылевых частиц в атмосферах Земли и Марса. Предложен механизм переноса нано- и микромасштабных частиц из тропосферы в нижнюю стратосферу посредством вихрей синоптического масштаба, моделируемых солитонными решениями уравнения Чарни-Обухова (вихрями Россби). Построена непрерывно стратифицированная модель неадиабатической неизотермической земной атмосферы с учётом тепловых потоков солнечного излучения, инфракрасного излучения атмосферы, тепловыделения при конденсации водяных паров и теплопроводности. Показано, что на определённых высотах существуют области в пространстве волновых чисел, где выполняются условия развития неустойчивости акустико-гравитационных волн. Построены дисперсионные поверхности и получены инкременты неустойчивости для высот до 130 км. Исследовано взаимодействие нелинейных акустико-гравитационных волн с пылевыми частицами метеорного происхождения на ионосферных высотах, приводящее к перемешиванию и перераспределению пылевых частиц по области существования вихрей. Рассматривается возможность формирования вертикальных и горизонтальных пылевых потоков в запылённой ионосферной плазме в результате модуляционной неустойчивости. Кроме того, моделируется динамика пылевых частиц в пылевых вихрях (Dust Devils), которые часто возникают в условиях земной и марсианской атмосферы над хорошо прогретыми поверхностями. Вихревая структура подобного вихря такова, что пониженное давление в центре способствует поднятию мелких пылевых частиц с поверхности. На основе сформулированной модели проведены расчёты траекторий пылевых частиц в пылевых вихрях на Марсе и на Земле с учётом влияния электрического поля, генерируемого сталкивающимися пылевыми частицами в вихре. Исследована зависимость траекторий пылевых частиц в вихре от конфигурации электрического поля. Проведённые расчёты показывают, что пылевые вихри являются важным источником пыли в атмосферу Земли и Марса.

Ключевые слова: атмосферные вихри, атмосферные пылевые частицы, перенос пылевых частиц, нелинейные волны и неустойчивости.

ВВЕДЕНИЕ

Вихревые движения играют важную роль в атмосферах планет, особенный интерес представляет изучение возможности захвата и переноса частиц среды и взаимодействия возмущения с пылевой компонентой. В данной работе будет рассмотрено несколько частных случаев взаимодействия пылевых частиц с атмосферными вихревыми структурами разных масштабов. Первый раздел посвящён взаимодействию пылевых частиц и вихрей синоптического масштаба, во втором разделе рассматривается неустойчивость акустико-гравитационных

Извекова Юлия Николаевна — научный сотрудник, кандидат физико-математических наук, besedina_yn@mail.ru

Попель Сергей Игоревич — заведующий лабораторией ИКИ РАН, доктор физико-математических наук, профессор

волн в неадиабатической атмосфере Земли. Третий раздел посвящено взаимодействию пылевых частиц с нелинейными акустико-гравитационными волнами и формированию пылевых потоков в результате нелинейного взаимодействия, в четвёртом разделе рассматривается динамика пылевых частиц в пылевых вихрях, так называемых Dust Devils, которые часто наблюдаются в атмосферах Земли и Марса. В заключении приводятся основные выводы по всем разделам.

1. ПЕРЕНОС ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ ВИХРЯМИ СИНОПТИЧЕСКОГО МАСШТАБА

Существенной проблемой в рамках задачи о распространении примесей в атмосфере является определение механизмов переноса пылевых частиц из тропосферы в стратосферу и ионосферу. О возможности такого переноса говорит ряд фактов. Прежде всего, первые наблюдения серебристых облаков в 1885 г., представляющих собой пылевые структуры в нижней ионосфере на высотах 82–85 км [Клумов и др., 2005], часто связывают с возникновением большого количества пыли в атмосфере Земли в результате чрезвычайно мощного извержения вулкана Кракатау в 1883 г. [Бронштэн, Гришин, 1970]. Считается [Robock et al., 2007], что в результате пожаров, вызванных региональным конфликтом с применением ядерного оружия (50 ядерных зарядов по 15 кт каждый), частицы сажи могут подниматься до стратосферных высот, приближаясь к верхней части стратосферы. Наличие выбросов дыма в стратосферу от лесных пожаров подтверждается данными наблюдений [Fromm, Servranckx, 2003; Fromm et al., 2006]. Перенос вещества и, в частности, пыли на стратосферные высоты иногда связывают с мощной конвекцией в тропических широтах [Holton et al., 1995]. При этом следует иметь в виду, что в случае типичного для земной атмосферы протекания процесса конвекции перенос вещества за счёт этого процесса на стратосферные высоты затруднён из-за малого градиента температуры в области тропопаузы. Кроме того, в ряде климатических моделей, используемых для описания подъёма пыли на стратосферные высоты в результате мощной конвекции, зачастую используется приближение, в котором горизонтальное разрешение в расчётах оказывается относительно грубым [Robock et al., 2007]. При этом атмосферная конвекция происходит в пространственных масштабах, меньших, чем позволяет указанное приближение, и данное приближение может оказаться неадекватным для описания подъёма пыли в стратосферу. Таким образом, остаётся задача поиска других механизмов подъёма пыли, которые могли бы объяснить её появление в стратосфере и в случае не столь сильных воздействий на атмосферу, каковыми являются ядерные взрывы и мощные извержения вулканов. При этом должен учитываться тот факт, что конвективный перенос вещества может приводить к концентрации пыли в верхней тропосфере [Holton et al., 1995].

Предлагается механизм переноса нано- и микромасштабных частиц из тропосферы в нижнюю стратосферу медленно вращающимися синоптическими вихрями [Беседина, Попель, 2008]. При этом используется подход к описанию этих вихрей, в котором они моделируются с помощью солитонных решений уравнения Чарни-Обухова (вихрей Россби) (см., например, [Незлин,

Снежкин, 1990; Онищенко и др., 2008; Петвиашвили, Похотелов, 1989]). Вихри синоптического масштаба постоянно присутствуют в атмосфере и могут достигать стратосферных высот [Петвиашвили, Похотелов, 1989]. Предлагаемое рассмотрение базируется на данных лабораторных экспериментов, свидетельствующих о том, что волны Россби большой амплитуды захватывают и переносят частицы среды [Незлин, Снежкин, 1990]. Уединённые волны Россби (или вихри Россби) представляют собой пакеты, в которых нелинейность уравновешивает дисперсионное распывание, их вихревые свойства обусловлены действием силы Кориолиса.

Влияние на распределение частиц, переносимых в стратосферу, могут оказывать вертикальные движения в атмосферном циклоническом вихре Россби, обусловленные трением в пограничном слое. Из-за циклонической природы вихря давление в центре вихря оказывается меньшим давления на периферии. Центр низкого давления создаёт сходящийся поток поперёк изобар в пограничном слое и, следовательно, вертикальный поток вещества во внутреннюю область. Приравнивая эти потоки, получим оценку средней вертикальной скорости порядка 10^{-2} м/с. С учётом таких вертикальных скоростей и эффекта гравитационного осаждения достаточно длительное время (порядка 10 сут, что соответствует типичному времени существования вихря) находиться в вихре могут частицы с размерами, меньшими или порядка десяти микрометров.

Проведена серия численных расчётов поведения сферической частицы в поле скоростей двумерного циклонического вихря Россби с учётом стоковского сопротивления и гидродинамического напора. В расчётах плотность материала частиц бралась равной плотности воды. Оказалось, что время жизни частицы в вихре увеличивается с уменьшением её размера, при этом частицы с размерами, не превышающими 10 мкм, могут находиться в вихре радиусом 10^3 км более десяти дней. Время жизни ещё более мелких частиц значительно выше. Расчёты, проведённые для вихрей разных размеров, показали, что при увеличении размера вихря время жизни одинаковых частиц увеличивается. Таким образом, частицы с размерами, не превышающими 10 мкм, остаются в вихре на протяжении всего времени его существования, что позволяет этим частицам распространяться с вихрем на расстояния до нескольких тысяч километров. По результатам расчётов на рис. 1 изображена область, соответствующая диапазону размеров частиц, переносимых вихрями Россби. Как видно из этого рисунка, на высотах верхней тропосферы длительное время жизни имеют частицы с размерами 0,02–10 мкм. Частицы именно этого диапазона размеров с наибольшей вероятностью могут переноситься из тропосферы в нижнюю стратосферу. Отсутствие частиц меньших размеров обусловлено процессом коагуляции. Существенный интерес представляет перемещение вихря через субтропическую область, обладающую рядом особенностей таких, как регулярно наблюдаемые разрывы тропопаузы и восходящие потоки [Robock et al., 2007]. В субтропической области высота тропопаузы резко (на несколько километров) уменьшается при движении от экватора к полюсу Земли. Циклонические вихри могут распространяться с ненулевой составляющей скорости в этом направлении [Онищенко и др., 2008]. Таким образом, даже в случае горизонтального перемещения достаточно высокие циклонические вихри синоптического масштаба могут переносить захваченные ими в верхней тропосфере пылевые частицы в нижнюю стратосферу.

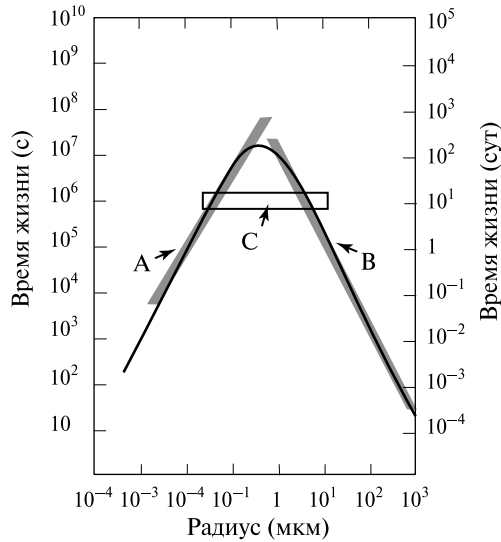


Рис. 1. Зависимость времени жизни частиц в верхней тропосфере от их размеров. Затенённые области соответствуют ситуациям, когда время жизни частиц ограничено, в основном, процессами коагуляция частиц (A) и гравитационного осаждения (B) [Anastasio, Martin, 2001]. Область C соответствует диапазону размеров частиц, переносимых вихрями Россби

2. НЕУСТОЙЧИВОСТЬ АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

Рассмотрим модель неадиабатической неизотермической земной атмосферы, учитывающую тепловые потоки солнечного излучения, инфракрасного излучения, тепловыделения при конденсации водяных паров и теплопроводности с точки зрения возможности формирования нелинейных акустико-гравитационных волн [Izveкова et al., 2015]. Акустико-гравитационные (АГ) волны могут возбуждаться различными атмосферными и наземными источниками и распространяться на большие расстояния по вертикали. Интерес представляют ионосферные высоты, где могут присутствовать пылевые частицы, в первую очередь, метеорного происхождения. Выпадают преимущественно тела с размерами порядка 1 см, которые сгорают и испаряются на высотах 70–120 км [Serlecha et al., 1998]. В результате последующей конденсации метеорного вещества образуются наночастицы с концентрациями обычно превышающими 10 см^{-3} . Концентрации частиц порядка 10^{-4} см^{-3} наблюдаются на высотах 80–90 км [Hunten et al., 1980]. Таким образом, согласно имеющимся представлениям (см. также [Амух et al., 2008]), наномасштабные пылевые частицы природного происхождения присутствуют в нижней ионосфере на высотах 80–120 км. Пылевые частицы обычно собираются в облака толщиной около 1 км и горизонтальной протяжённостью 10–100 км.

Введём декартовы координаты так, что ось Ox направлена на восток, ось Oy на север, ось Oz — вверх. Распространение акустико-гравитационных волн в атмосфере описывается следующими уравнениями:

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V}\nabla)\mathbf{V} = -\frac{\nabla P}{\rho} + \mathbf{g}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial P}{\partial T} + (\mathbf{V}\nabla)P + \gamma P \cdot \text{div} \mathbf{V} = \frac{P}{c_V \rho T} \nabla \mathbf{J}_c - \frac{P}{c_V \rho T} \nabla \mathbf{J}_k - \frac{P}{c_V \rho T} \nabla \mathbf{J}_a - \frac{P}{c_V \rho T} \nabla \mathbf{L}, \quad (3)$$

здесь \mathbf{V} — скорость; ρ — плотность; \mathbf{g} — ускорение свободного падения; γ — показатель адиабаты; c_V — удельная теплоёмкость при постоянном объёме; T — температура; P — давление. В правой части уравнения (3) \mathbf{J}_c описывает приток тепла в атмосферу за счёт солнечной радиации; \mathbf{J}_k — за счёт конденсации паров воды; \mathbf{J}_a — за счёт инфракрасного излучения атмосферы; \mathbf{L} — характеризует приток или отток тепла за счёт теплопроводности. После преобразования системы с учётом выражений для всех потоков, включая турбулентную и молекулярную теплопроводности, ищем решение по теории возмущений. Зависимость невозмущённой температуры от высоты задаётся согласно модели стандартной атмосферы, а плотность и давления вычисляются послойно по барометрической формуле. Дисперсионное уравнение, получаемое в результате линеаризации, представляет собой полином четвёртой степени с комплексными коэффициентами, который имеет четыре комплексных корня, а функция частоты $\omega = \omega(k_x, k_z)$ имеет четыре комплексные ветви. На рис. 2 показаны четыре ветви дисперсионного уравнения АГ-волны для высоты 110 км. Область неустойчивости АГ-волн определяется условием:

$$\text{Re}(\omega) > 0, \text{Im}(\omega) > \eta K^2, \quad K = \frac{2\pi}{H_0}, \quad (4)$$

где η — вязкость; H_0 — характерная глубина атмосферы для данной высоты. Вычисления показали, что акустико-гравитационные волны с характерными волновыми числами $k_x = 0,001 \text{ м}^{-1}$, $k_z = 0,002 \text{ м}^{-1}$ неустойчивы на высотах 100–130 км с максимумом инкремента неустойчивости вблизи 110 км.

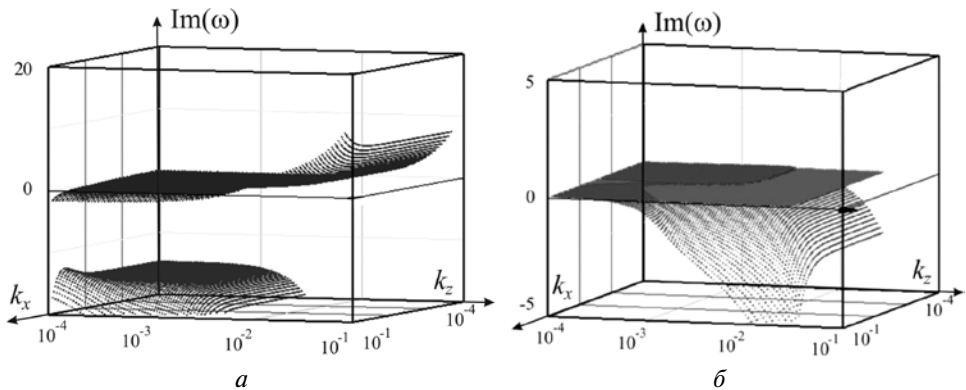


Рис. 2. Значения инкремента неустойчивости для 110 км, соответствующие четырем ветвям дисперсионного уравнения

3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ С ПЫЛЕВЫМИ ВИХРЯМИ В ИОНОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

В приближении коротковолновых (по сравнению с характерным размером неоднородности атмосферы) низкочастотных возмущений, распространяющихся вдоль вертикальной плоскости и относительной малости возмущений давлений и плотности, система уравнений (1)–(3) допускает решение в виде локализованных нелинейных вихревых структур, распространяющихся с постоянной скоростью вдоль широты. Рассматривается движение пылевой частицы в разреженном воздухе с полем скоростей, задаваемых вихревым решением. Численные расчёты позволяют получить зависимость времени пребывания частицы в вихре от её размера. Так, например, для вихря радиусом 3 км, перемещающегося со скоростью 100 м/с указанная зависимость следующая: $t = 77,85a^{-0,87}$, где время t измеряется в мин, а размер пылевой частицы a — в нм. Таким образом, пылевые частицы размером 10 нм могут находиться в вихре около 10 минут, а более мелким частицам соответствуют бóльшие времена. Для более медленного вихря время пребывания в нём пылевых частиц увеличивается. Таким образом, взаимодействие пылевых частиц с акустико-гравитационным вихрем приводят к существенному их переносу и перемешиванию на высотах 110–120 км. Более того, оказывается возможным перенос частиц на высоты до 130 км, где могут формироваться и существовать АГ-вихри.

Рассматривая взаимодействие сформированного вихря с заряженными пылевыми частицами в ионосферной плазме систему (1)–(3) необходимо дополнить уравнениями для пылевых частиц:

$$\frac{\partial \rho_d}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_d \mathbf{v}_d) = 0, \quad (5)$$

$$\rho_d \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}_d \cdot \nabla \right) \mathbf{v}_d + \rho_d \mathbf{v}_d (\mathbf{v}_d - \mathbf{V}) = -\nabla P_1 + \rho_d \mathbf{g}. \quad (6)$$

Здесь \mathbf{v}_d — скорость пыли; ρ_d — плотность пыли; P_1 — возмущение равновесного давления плазмы, складывающееся из электронного, ионного и пылевого давлений.

Вовлечение большого числа пылевых частиц в АГ-вихревые движения приводит к формированию пылевого вихря. При наличии вертикального градиента концентрации пыли система уравнений (5)–(6) допускает решение в виде дипольного пылевого вихря с завихренностью, направленной в меридианальном направлении. Скорости пылевых вихрей и пылевых потоков, вводя функции тока, можно представить как $\mathbf{v}_{dv} = \mathbf{y} \times \nabla \psi_{dv}(x, z)$, $\mathbf{v}_{df} = \mathbf{y} \times \nabla \psi_{df}(x, z)$. Здесь и ниже индекс “ dv ” (“ df ”) соответствует пылевым вихрям (потокам). Тогда завихренности соответственно равны $\bar{\Omega}_{dv} = \mathbf{y} \Delta \psi_{dv}(x, z)$, $\bar{\Omega}_{df} = \mathbf{y} \Delta \psi_{df}(x, z)$. Учитывая, что $\rho_d = \rho_{d0} + \rho_{dv}$, $\mathbf{v}_d = \mathbf{v}_{dv} + \mathbf{v}_{df}$ (где ρ_{d0} — невозмущённая плотность), из уравнений (5)–(6), получим следующую систему уравнений, описывающую взаимодействие пылевых вихрей и пылевых потоков:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{y} \times \nabla \psi_{dv} \cdot \nabla \right) \rho_{dv} + \frac{\partial \rho_{d0}}{\partial z} \cdot \frac{\partial \psi_{dv}}{\partial x} + (\mathbf{y} \times \nabla \psi_{df} \cdot \nabla) \rho_{dv} = 0,$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_d - \eta \Delta + \mathbf{y} \times \nabla \psi_{dv} \cdot \nabla \right) \Delta \psi_{dv} - \frac{g}{\rho_{d0}} \cdot \frac{\partial \rho_{dv}}{\partial x} +$$

$$+ (\mathbf{y} \times \nabla \psi_{dv} \cdot \nabla) \Delta \psi_{df} + (\mathbf{y} \times \nabla \psi_{df} \cdot \nabla) \Delta \psi_{dv} = 0,$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_d - \eta \Delta + \mathbf{y} \times \nabla \psi_{df} \cdot \nabla \right) \Delta \psi_{df} + (\mathbf{y} \times \nabla \psi_{dv} \cdot \nabla) \Delta \psi_{dv} = 0.$$

Опустив дальнейшие преобразования, запишем нелинейное дисперсионное уравнение для модуляционной неустойчивости:

$$\Omega^2 + i \left(v_d + \eta q^2 \right) \Omega =$$

$$= \frac{|\mathbf{y} \times \mathbf{q} \cdot \mathbf{k}_0|^2}{q_\perp^2} |\psi_0|^2 \frac{2\mathbf{q}_\perp \cdot \mathbf{k}_{0\perp}}{k_{0\perp}^2} \left(2\mathbf{q}_\perp \cdot \mathbf{k}_{0\perp} \left(1 + \frac{\Omega_B^2 k_{0x}^2}{\omega_0^2 k_{0\perp}^2} \right) - \frac{\Omega_B^2}{\omega_0^2} q_x k_{0x} \right),$$

где Ω , \mathbf{q} — частота и волновой вектор, характеризующие возбуждение пылевых потоков, ω_0 , \mathbf{k}_0 — характерные частота и волновой вектор в фурье-разложении пылевого вихря, $\Omega_B^2 = g(\partial \ln \rho_{d0} / \partial z)$, $|\psi_0|^2 = \psi_{0+} \psi_{0-}$, $K_\pm^2 = k_\pm^2 - k_0^2$. Здесь учтено, что на рассматриваемых высотах эффектами кинематической вязкости можно пренебречь по сравнению с эффектами столкновений нейтралов с пылевыми частицами, приводящими к возникновению пылевого вихря.

Развитие неустойчивости, приводящей к генерации пылевых потоков, характеризуется инкрементом γ ($\Omega = i\gamma$) и реализуется при γv_d и $\mathbf{q}_\perp \cdot \mathbf{k}_{0\perp} \left(2\mathbf{q}_\perp \cdot \mathbf{k}_{0\perp} \left(1 + \Omega_B^2 k_{0x}^2 / (\omega_0^2 k_{0\perp}^2) \right) - (\Omega_B^2 / \omega_0^2) q_x k_{0x} \right) < 0$. Для вертикальных потоков (стримеров), когда выполнено соотношение $q_z \ll q_x$, получаем $\gamma = \sqrt{2/5} |\psi_0| q_x k_0$. Для горизонтальных потоков $\gamma = 4\sqrt{2/5} \cdot |\psi_0| q_z k_0$ при $q_x \ll q_z$. Учитывая, что $|\psi_0| \sim 2\pi v / k_0$, где v — скорость вращения пылевого вихря, находим для вертикальных потоков, $q_x > 5v_d / (2\sqrt{2} \cdot \pi v)$. Отсюда следует, что при скорости вращения пылевого вихря до 300 м/с на высотах около 120 км возможно появление вертикальных потоков частиц пыли с размерами порядка 10 нм вертикальной протяжённостью не более 500 м. При этом время пребывания пылевой частицы в вихре в несколько раз превосходит время развития неустойчивости.

4. ПЫЛЕВЫЕ ВИХРИ DUST DEVILS В АТМОСФЕРАХ ЗЕМЛИ И МАРСА

Пылевые вихри Dust Devils представляют собой хорошо сформированные вихревые образования с характерными горизонтальными размерами от полуметра до ста метров и от нескольких метров до сотен метров в высоту в земной атмосфере. Крупные вихри встречаются гораздо реже, чем небольшие. В атмосфере Марса вихри такого типа могут быть в 50 раз шире и в 10 раз выше, чем на Земле. Такие вихри хорошо видны, поскольку захватывают и переносят песок

и пыль с поверхности. Захваченные частицы сталкиваются друг с другом, что приводит к появлению на них заряда в результате трибоэффекта. Согласно общепринятой теории (см., например, [Lacks, Levandovsky, 2007]) при столкновении двух диэлектрических частиц разного размера на крупной частице появляется положительный заряд, а на маленькой отрицательный. Вертикальный поток поднимает частицы и возникает пространственное разделение зарядов, таким образом в вихре генерируется электрическое поле. В данной работе рассматривается движение пылевых частиц в вихре с учётом влияния электрического поля. Электрическое поле моделируется согласно [Zhai et al., 2006] в результате решения уравнения Пуассона и уравнения неразрывности заряда с учётом конечной проводимости атмосферы. Значения электрических полей для земных вихрей могут достигать 150 кВ/м, в случае марсианской атмосферы предельные значения поля находятся вблизи пробойного значения — около 20–25 кВ/м.

Сильный прогрев поверхности солнцем приводит к формированию слоёв, в которых температура уменьшается с высотой. Такая стратификация является неустойчивой и приводит к конвективным движениям воздуха. Согласно последним представлениям [Horton et al., 2016] пылевые вихри генерируются в результате конвективной неустойчивости внутренних гравитационных волн. Первым этапом образования вихря является появление вихревого движения в вертикальной плоскости, на которое потом накладывается горизонтальное вращение, т.е. тороидальная завихренность, направленная вертикально. Система уравнений, описывающая динамику такого вихря, допускает частное решение в виде вихря, подобного вихрю Бюргера. Параметры вихря подбираются исходя из размеров и скорости вращения вихря.

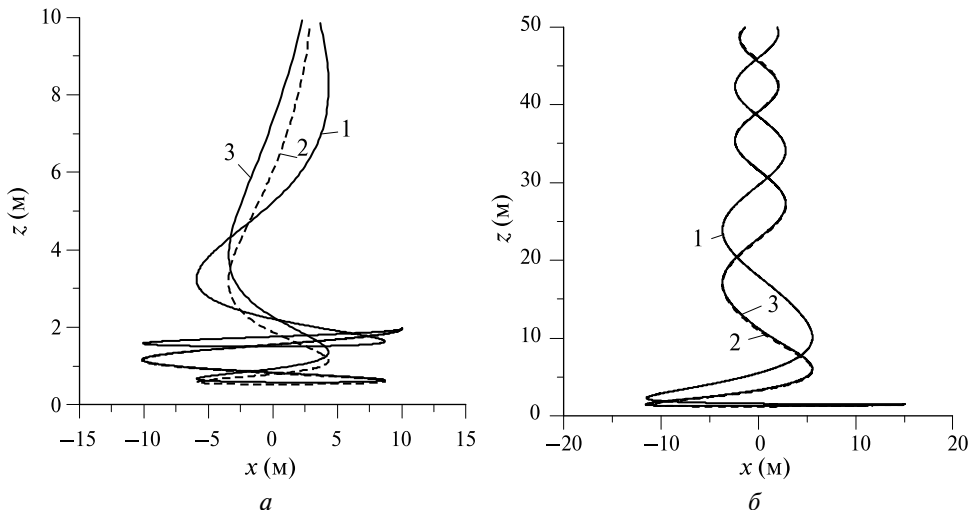


Рис. 3. Траектории частиц в вихре для трёх ситуаций: 1 — электрическое поле отсутствует; 2 — модельное электрическое поле; 3 — поле диполя; *а* — соответствие земному вихрю радиусом 20 м и высотой 100 м, и частице диаметром 40 мкм (заряд $5 \cdot 10^{-15}$ Кл); *б* — марсианскому вихрю с радиусом ядра 100 м и высотой 2 км, и частице диаметром 5 мкм (заряд $1,6 \cdot 10^{-16}$ Кл)

Траектории, рассчитанные с помощью описанной модели [Izvekova, Popel, 2016], где пылевая частица движется в поле скоростей модельного вихря с учётом действия электрического поля на частицу, представлены на рис. 3. На графиках представлены траектории положительно заряженных пылевых в нижней части вихря. В случае отрицательного заряда на частицах поле всегда способствует их подъёму. Для сравнения представлены три случая — траектория в отсутствие электрического поля, с модельным полем, и с полем точечного диполя, расположенного в центре вихря, причём дипольный момент рассчитывался с учётом значения поля у поверхности. Рисунок 3а соответствует вихрю в земной атмосфере радиусом 20 м и высотой 100 м, и частице размером 40 мкм, несущей заряд $5 \cdot 10^{-15}$ Кл, максимальное значение электрического поля 150 кВ/м. Рисунок 3б соответствует вихрю в атмосфере Марса радиусом 100 м и высотой 1000 м, и частице размером 5 мкм, несущей заряд $1,6 \cdot 10^{-16}$ Кл, максимальное электрическое поле в вихре 20 кВ/м. Получено, что для описания движения частицы вдали от центра вихря в нижней его части можно использовать приближение точечного диполя, расположенного на половине высоты вихря. Показано, что вихри такого типа являются важным звеном в вертикальном подъёме пылевых частиц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены частные проявления взаимодействия пылевых частиц с нелинейными волновыми структурами в атмосферах Земли и Марса. Предложен механизм доставки частиц из земной тропосферы в стратосферу высокими циклоническими вихрями синоптического масштаба, который представляется достаточно универсальным, поскольку такие вихри регулярно возникают в атмосфере, пылевые частицы переносятся в верхние слои тропосферы в результате конвективных процессов и, кроме того, указанный механизм не налагает каких бы то ни было ограничений на мощность воздействия на атмосферу, приводящего к возникновению пыли. Пылевые частицы, попавшие в стратосферу, могут существовать там очень долго и воздействовать на климат у поверхности Земли в течение нескольких лет [Robock et al., 2007]. Таким образом, предложенный механизм представляет интерес с точки зрения описания климатических процессов.

Показано, что возбуждение акустико-гравитационных вихрей на высотах 110–130 км в результате развития неустойчивости АГ-волн, связанной с ненулевым балансом потоков тепла за счёт солнечного излучения, конденсации паров воды, инфракрасного излучения атмосферы и теплопроводности, приводит к существенному переносу пылевых частиц и их перемешиванию на высотах 110–120 км. Слои пылевых частиц в ионосфере толщиной порядка километра, образующиеся на высотах, меньших 120 км, распределяются по области существования АГ-вихревых структур. В результате на высотах 110–120 км могут образовываться пылевые вихри. Оказывается возможным перенос частиц вверх на высоты до 130 км. Одним из механизмов переноса пылевых частиц в ионосфере являются вертикальные и горизонтальные потоки, генерируемые пылевыми вихрями в результате развития модуляционной неустойчивости.

Разработана модель описания движения пылевых частиц в пылевом вихре Dust Devil в атмосферах Земли и Марса, построены траектории пылевых частиц с учётом генерируемого вихрем электрического поля, показано, что вихри такого типа являются важным звеном в вертикальном подъёме пылевых частиц в земной и марсианской атмосфере. Проведено исследование влияния электрического поля на динамику частицы в вихре. Электрическое поле существенно в области захвата частицы, на высотах более четверти вертикального размера вихря его влиянием можно пренебречь. Для описания траектории пылевых частиц в нижней части вихря вдали от его центра применимо приближение точечного диполя, расположенного в центре вихря.

ЛИТЕРАТУРА

- [Беседина, Попель, 2008] *Беседина Ю. Н., Попель С. И.* Циклонические вихри синоптического масштаба и возможность переноса мелкодисперсных частиц из тропосферы в стратосферу // Доклады Академии наук. 2008. Т. 423. С. 680–684.
- [Бронштэн, Гришин, 1970] *Бронштэн В. А., Гришин Н. И.* Серебристые облака. М: Наука, 1970. 360 с.
- [Клумов и др., 2005] *Клумов Б. А., Морфилл Г. Е., Попель С. И.* Формирование структур в запылённой ионосфере // ЖЭТФ. 2005. Т. 127. № 1. С. 171–185.
- [Незлин, Снежкин. 1990] *Незлин М. В., Снежкин Е. Н.* Вихри Россби и спиральные структуры. М.: Наука, 1990. 240 с.
- [Онищенко и др., 2008] *Онищенко О. Г., Похотелов О. А., Астафьева Н. М.* Генерация крупномасштабных вихрей и зональных ветров в атмосферах планет // УФН. 2008. Т. 178. № 6. С. 605–618.
- [Петвиашвили, Похотелов, 1989] *Петвиашвили В. И., Похотелов О. А.* Уединённые волны в плазме и атмосфере. М.: Энергоатомиздат, 1989. 200 с.
- [Amyx et al., 2008] *Amyx K., Sternovsky Z., Knappmiller S., Robertson S., Horanyi M., Gumbel J.* In-situ measurement of smoke particles in the wintertime polar mesosphere between 80 and 85km altitude // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 2008. V. 70. P. 61–70.
- [Anastasio, Martin, 2001] *Anastasio C., Martin S. T.* Atmospheric nanoparticles // Nanoparticles and the Environment / Eds. Banfield J. E., Navrotsky A. Washington, D. C.: Mineralogical Society of America, 2001. V. 44. P. 293–349.
- [Ceplecha et al., 1998] *Ceplecha Z., Borovička J., Elford W. G., ReVelle D. O., Hawkes R. L., Porubčan V., Šimek M.* Meteor phenomena and bodies // Space Sci. Rev. 1998. V. 84. No 3–4. P. 327–471.
- [Fromm et al., 2006] *Fromm M., Tupper A., Rosenfeld D., Servranckx R., McRae R.* Violent pyro-convective storm devastates Australia's capital and pollutes the stratosphere // Geophys. Res. Lett. 2006. V. 33. P. L05815.
- [Fromm, Servranckx, 2003] *Fromm M., Servranckx R.* Transport of forest fire smoke above the tropopause by supercell convection // Geophys. Res. Lett. 2003. V. 30. No. 10. P. 1542–1546.
- [Holton et al., 1995] *Holton J. R., Haynes P. H., Douglass A. R., Rood R., Pfister L.* Stratosphere-troposphere exchange // Rev. Geophys. 1995. V. 33. No. 4. P. 403–439.
- [Horton et al., 2016] *Horton W., Miura H., Onishchenko O., Couedel L., Arnas C., Escarguel A., Benkadda S., Fedun V.* Dust devil dynamics // J. Geophys. Res. Atmos. 2016. V. 121. P. 7197–7214.
- [Hunten et al., 1980] *Hunten D. M., Turco R. P., Toon O. B.* Smoke and dust particles of meteoric origin in the mesosphere and stratosphere. // J. Atmos. Sci. 1980. V. 37. No. 6. P. 1342–1357.

- [Izvekova et al., 2015] *Izvekova Yu. N., Popel S. I., Chen B. B.* Nonlinear acoustic-gravity waves and dust particle redistribution in earth's atmosphere // *J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2015. V. 134. P. 41–46.
- [Izvekova, Popel, 2016] *Izvekova Yu. N., Popel S. I.* Charged Dust Motion in Dust Devils on Earth and Mars // *Contributions to Plasma Physics*. 2016. V. 56(3-4). P. 263–269.
- [Lacks, Levandovsky, 2007] *Lacks D. J., Levandovsky A.* Effect of particle size distribution on the polarity of triboelectric charging in granular insulator systems // *J. Electrostatics*. 2007. V. 65. No. 2. P. 107–112.
- [Robock et al., 2007] *Robock A., Oman L., Stenchikov G. L., Toon O. B., Bardeen C., Turco R. P.* Climatic consequences of regional nuclear conflicts // *Atmos. Chem. Phys.* 2007. V. 7. P. 2003–2012.
- [Zhai et al., 2006] *Zhai Y., Cummer S. A., Farrell W. M.* Quasi-electrostatic field analysis and simulation of Martian and terrestrial dust devils // *J. Geophysical Research: Planets*. 2006. V. 111. E06016.

NONLINEAR WAVE STRUCTURES AND DUST PARTICLE TRANSPORT IN THE ATMOSPHERES OF EARTH AND MARS

Yu.N. Izvekova, S.I. Popel

Space Research Institute of Russian Academy of Sciences (IKI RAN)
Moscow Institute of Physics and Technology (MIPT)

The results of investigation of nonlinear wave structures and dust particle transport in the atmospheres of Earth and Mars are presented. A mechanism is proposed of transport of nano- and microscale particles from the troposphere to the lower stratosphere by means of vortices of the synoptic scale which are modeled by solitary wave solutions of the Charney-Obukhov equation (Rossby vortices). A continuously stratified model of a nonadiabatic nonisothermal terrestrial atmosphere is developed which takes into account the thermal flow of solar radiation, infrared emission of the atmosphere, thermal effects during water vapor condensation, as well as thermal conductivity. It is shown that at certain heights, there are regions in the space of wave numbers where the conditions for the development of instability of acoustic-gravity waves are fulfilled. Dispersion surfaces are constructed and instability growth rates are obtained for altitudes below 130 km. Interaction of nonlinear acoustic-gravity waves with dust particles of meteoritic origin at the ionospheric heights is studied, which results in interfusion and redistribution of dust particles over the vortex existence region. A possibility of formation of vertical and horizontal dust flows in a dusty ionospheric plasma as a result of the modulational instability development is considered. In addition, the dynamics of dust particles in Dust Devils is modeled. Dust Devils arise often under the conditions of terrestrial and Martian atmospheres above strongly heated surfaces. The structure of such vortices is characterized by reduced pressure in the vortex center which provides fine dust particle rise from the surface. On the basis of the developed model, the trajectories of dust particles in dust vortices on Mars and Earth are calculated with taking into account effects of electric fields generated by colliding dust particles in the vortex. The dependence of the trajectories of dust particles in a vortex on the electric field configuration is investigated. The calculations show that dust vortices are important sources of dust in the atmospheres of Earth and Mars.

Keywords: atmospheric vortices, atmospheric dust particles, dust particle transport, nonlinear waves and instabilities.

Izvekova Yulia Nikolaevna — researcher scientist, PhD, besedina_yn@mail.ru

Popiel Sergey Igorevich — head of laboratory, doctor of physical and mathematical sciences, professor

НОВЫЕ ОЦЕНКИ СИСТЕМАТИЧЕСКИХ НЕОПРЕДЕЛЁННОСТЕЙ РЕНТГЕНОВСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ МАСС СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК

А. Р. Ляпин^{1,2}, Р. А. Буренин^{1,2}

¹ Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН)

² Московский физико-технический институт (государственный университет) (МФТИ)

Проведена работа по уточнению систематических неопределённостей измерений масс скоплений галактик по данным измерений телескопа Чандра в рентгеновском диапазоне. Систематические ошибки рентгеновских измерений масс скоплений были определены из сравнения масс скоплений, полученных по измерениям Чандры, с недавно опубликованными измерениями масс по слабому гравитационному линзированию. Для получения калибровки масштаба масс скоплений результаты всех измерений сравнивались с измерениями масс скоплений из 2-го каталога обзора всего неба астрономического спутника Европейского космического агентства — обсерватории «Планк». Новые калибровки масштаба масс скоплений необходимы для будущих расчётов уточнённых ограничений на космологические параметры, которые вычисляются с помощью измерений функций масс скоплений галактик.

Ключевые слова: космология, космологические параметры, скопления галактик.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что одной из основных неопределённостей в расчётах ограничений на космологические параметры является неопределённость в измерениях функции масс скоплений галактик (рис. 1). Поэтому даже небольшие ошибки при измерениях масс скоплений могут приводить в конечном итоге к большим изменениям в космологических ограничениях. По этой причине важно как можно точнее определять то, как соотносятся между собой массы скоплений, измеренные в рентгеновском диапазоне, и истинные значения масс скоплений. Другими словами, необходимо точно знать калибровку (нормировку) масштаба масс скоплений.

Массы скоплений галактик могут быть измерены разными способами: с помощью измерений наблюдаемых величин — температуры и массы межгалактического газа — в рентгеновском диапазоне, с использованием уравнения гидростатического равновесия вещества в скоплениях, посредством измерения сигнала слабого гравитационного линзирования и с помощью эффекта Сюняева-Зельдовича. Проще и точнее всего массы скоплений галактик можно измерить по рентгеновским данным — температуре и массе межгалактического газа. Например, моделирование (рис. 2) показывает, что используя рентгеновские данные Чандры можно измерять массы скоплений галактик с 8%-й точностью. Но такие измерения могут содержать систематические неопределён-

Ляпин Александр Романович — старший лаборант ИКИ РАН, lyapin@iki.rssi.ru

Буренин Родион Анатольевич — старший научный сотрудник ИКИ РАН, кандидат физико-математических наук, rodion@hea.iki.rssi.ru

ности, которые необходимо калибровать. Такая систематическая калибровка была осуществлена в работе [Vikhlinin et al., 2009a]. Однако в недавнее время появилось много новых данных по измерениям слабого гравитационного линзирования различных скоплений галактик (например, [Applegate et al., 2014; Hoekstra et al., 2015]). В нашей работе эти данные используются как независимый и достаточно точный источник измерения масс скоплений галактик для того, чтобы улучшить нормировку масштаба масс.

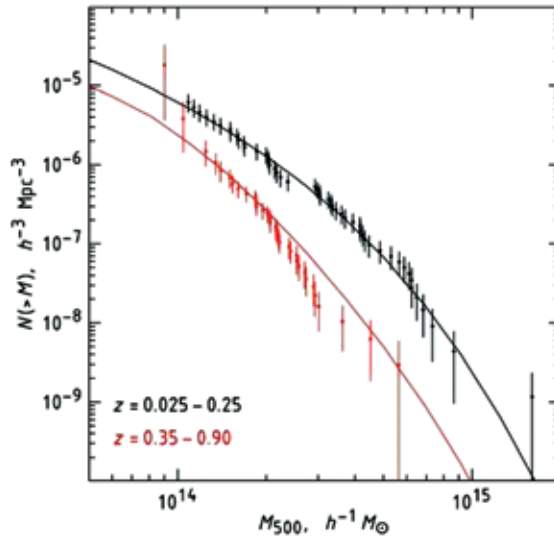


Рис. 1. Функции масс скоплений галактик, измеренные на разных красных смещениях [Vikhlinin et al., 2009b]

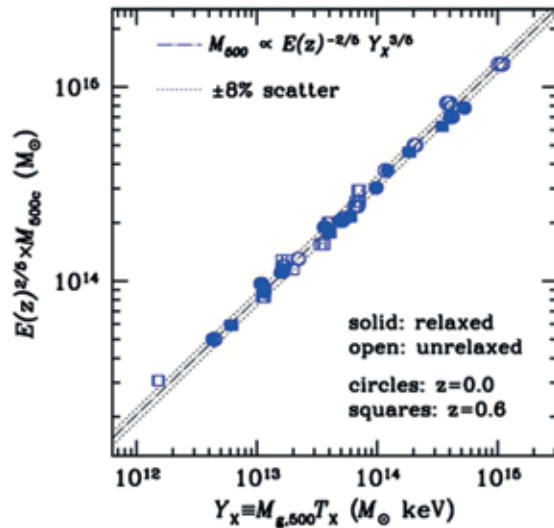


Рис. 2. Рентгеновские измерения масс скоплений галактик (данные моделирования) [Kravtsov et al., 2006]

КАЛИБРОВКА МАСШТАБА МАСС СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК

Далеко не для всех скоплений галактик из работ [Vikhlinin et al., 2006, 2009a] существуют прямые измерения масс с помощью слабого гравитационного линзирования [Applegate et al., 2014; Hoekstra et al., 2015]. Поэтому мы вычислили отношение масс скоплений из статей [Vikhlinin et al., 2006, 2009a] и [Applegate et al., 2014; Hoekstra et al., 2015], выполнив калибровку масштаба масс между этими скоплениями и скоплениями из 2-го каталога обзора всего неба обсерватории «Планк» [Planck..., 2014]. Результаты представлены в таблице.

Для наглядности, на рис. 3 и 4 в графическом виде представлены данные измерений масс скоплений галактик, используемые для расчёта уточнённых калибровок масштаба масс.

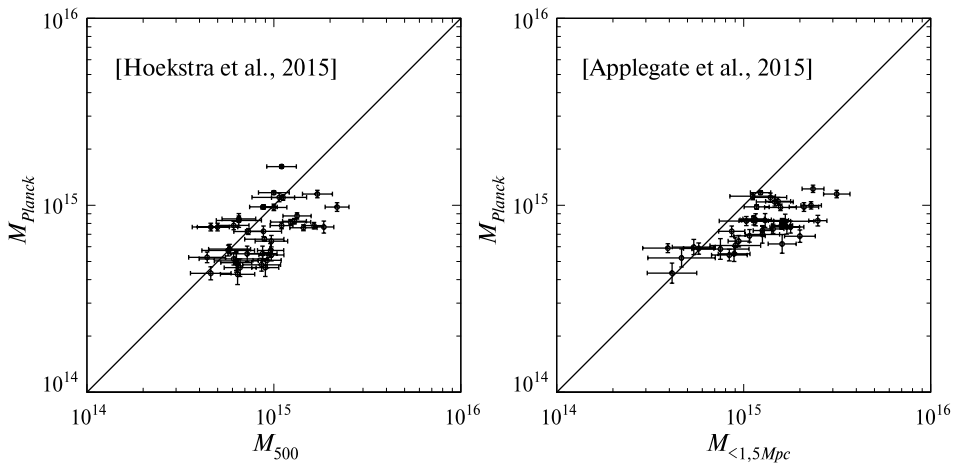


Рис. 3. Измерения масс скоплений галактик из работ [Applegate et al., 2014; Hoekstra et al., 2015] и [Planck..., 2014]

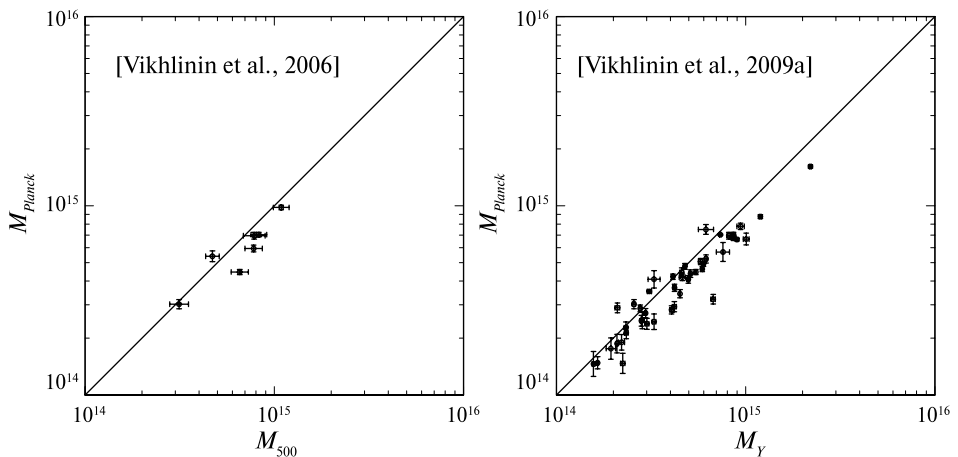


Рис. 4. Измерения масс скоплений галактик из работ [Vikhlinin et al., 2006, 2009a] и [Planck..., 2014]

Калибровки масштаба масс для скоплений галактик, измеренных в рентгеновском диапазоне Чандрой, и по данным слабого гравитационного линзирования

	[Hoekstra et al., 2015]	[Applegate et al., 2014]
[Vikhlinin et al., 2006]	0,92±0,08	0,75±0,06
[Vikhlinin et al., 2009a], M_G	0,93±0,06	0,76±0,04
[Vikhlinin et al., 2009a], M_Y	0,94±0,06	0,76±0,04

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены новые систематические неопределённости измерений масс скоплений галактик по данным измерений телескопа Чандра в рентгеновском диапазоне. Для вычисления калибровки масштаба масс скоплений результаты рентгеновских измерений и измерений с помощью сигнала слабого гравитационного линзирования сравнивались с измерениями масс скоплений из 2-го каталога обзора всего неба обсерватории «Планк». Полученные новые калибровки необходимы для будущих расчётов уточнённых ограничений на различные наборы космологических параметров.

ЛИТЕРАТУРА

- [Applegate et al., 2014] *Applegate D. E., von der Linden A., Kelly P. L., Allen M. T., Allen S. W., Burchat P. R., Burke D. L., Ebeling H., Mantz A., Morris R. G.* Weighing the Giants III. Methods and measurements of accurate galaxy cluster weak-lensing masses // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2014. V. 439. P. 48–72.
- [Hoekstra et al. 2015] *Hoekstra H., Herbonnet R., Muzzin A., Babul A., Mahdavi A., Viola M., Cacciato M.* The Canadian Cluster Comparison Project: detailed study of systematics and updated weak lensing masses // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2015. V. 449. P. 685–714.
- [Kravtsov et al., 2006] *Kravtsov A. V., Vikhlinin A., Nagai D.* A New Robust Low-Scatter X-Ray Mass Indicator for Clusters of Galaxies // *Astrophysical J*. 2006. V. 650 P. 128–136.
- [Planck..., 2014] *Planck 2013 results. XXIX.* Planck catalogue of Sunyaev-Zeldovich sources // *Astronomy and Astrophysics*. 2014. V. 571. A29.
- [Vikhlinin et al., 2006] *Vikhlinin A., Kravtsov A., Forman W., Jones C., Markevitch M., Murray S. S., Van Speybroeck L.* Chandra Sample of Nearby Relaxed Galaxy Clusters: Mass, Gas Fraction, and Mass-Temperature Relation // *Astrophysical J*. 2006. V. 640. P. 691–709.
- [Vikhlinin et al., 2009a] *Vikhlinin A., Burenin R. A., Ebeling H., Forman W. R., Hornstrup A., Jones C., Kravtsov A. V., Murray S. S., Nagai D., Quintana H., Voevodkin A.* Chandra Cluster Cosmology Project. II. Samples and X-Ray Data Reduction // *Astrophysical J*. 2009. V. 692. P. 1033–1059.
- [Vikhlinin et al., 2009b] *Vikhlinin A., Kravtsov A. V., Burenin R. A., Ebeling H., Forman W. R., Hornstrup A., Jones C., Murray S. S., Nagai D., Quintana H., Voevodkin A.* Chandra Cluster Cosmology Project III: Cosmological Parameter Constraints // *Astrophysical J*. 2009. V. 692. P. 1060–1074.
- [Vikhlinin et al., 2015] *Vikhlinin A., Kravtsov A., Forman W., Jones C., Markevitch M., Murray S. S., Van Speybroeck L.* Erratum: “Chandra Sample of Nearby Relaxed Galaxy Clusters: Mass, Gas Fraction, and Mass-Temperature Relation” (2006, *ApJ*, 640, 691) // *Astrophysical J*. 2015. V. 799. P. 113.

THE NEW ESTIMATES OF SYSTEMATIC UNCERTAINTIES IN X-RAY MEASUREMENTS OF MASSES OF GALAXY CLUSTERS

A. R. Lyapin^{1,2}, R. A. Burenin^{1,2}

¹ Space Research Institute of Russian Academy of Sciences (IKI RAN)

² Moscow Institute of Physics and Technology (MIPT)

We discuss the work on updating the systematic uncertainties in mass measurements of galaxy clusters according to Chandra X-ray measurements data. The systematic uncertainties of X-ray mass measurements of galaxy clusters were determined by comparing the Chandra X-ray mass measurements with the masses of galaxy clusters from weak gravitational lensing. The weak-lensing masses were derived from recently published papers on weak gravitational lensing measurements. During the scale calibrating of masses of galaxy clusters, we was comparing the Chandra X-ray mass measurements and the weak-lensing mass measurements with the mass measurements of galaxy clusters from the second all-sky survey Planck catalogue. The refinement of the scale calibration of masses of galaxy clusters will allow us to improve the constraints on the cosmological parameters, which are calculated from galaxy cluster mass function measurements.

Keywords: cosmology, cosmological parameters, galaxy clusters.

Lyapin Alexander Romanovich — laboratory assistant, lyapin@iki.rssi.ru

Burenin Rodion Anatolevich — senior researcher, rodion@hea.iki.rssi.ru

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ КОСМИЧЕСКОЙ ПЫЛИ В ГАЛАКТИЧЕСКОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

К. Ю. Малышев, Е. А. Михайлов

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова (МГУ)

В настоящее время хорошо известно, что в межзвёздной среде присутствует большое количество пыли. Со временем часть пыли выносится за пределы галактики. Одним из возможных механизмов её выметания за пределы галактического диска является воздействие на заряженные частицы пыли галактического магнитного поля. Существенной особенностью галактических магнитных полей является обстоятельство, что магнитное поле галактик состоит из двух компонент: случайной и регулярной. Они имеют один порядок величины, поэтому при рассмотрении действия поля на пылинки необходимо учитывать и ту, и другую. Предполагалось, что частицы двигались под действием силы Лоренца, связанной с галактическим магнитным полем и гравитационных сил. Предполагалось, что в начальный момент частицы располагались во внутренних областях галактики и имели скорости, направления которых относительно окружающей межзвёздной среды являлись случайными. Было показано, что частицы пыли могут выноситься за пределы галактического диска. Продемонстрировано, что для скоростей порядка нескольких километров в секунду значительная часть пылинок покидает галактический диск за времена, меньшие 1 млрд лет.

Ключевые слова: магнитные поля галактик; космическая пыль; компьютерное моделирование.

ВВЕДЕНИЕ

Во время звёздообразования образуется большое количество космической пыли. Хотя звёздообразование сосредоточено в диске, значительная часть её частиц оказывается за его пределами. Одним из механизмов выноса пылинок за пределы галактики является совместное действие на них гравитационного поля галактики и силы Лоренца со стороны галактического магнитного поля [Мишуров и др., 2014].

Существенной деталью, характеризующей галактическое магнитное поле, является то, что оно состоит из двух компонент — случайной, которая меняется с характерным масштабом около 50–100 пк, и крупномасштабной, масштабы изменения которой близки к размерам всей галактики. Величины этих полей сопоставимы, поэтому важно проверить, будет ли учёт мелкомасштабной компоненты заметно менять траектории пылинки [Beck et al., 1996].

В данной работе моделируется движение пылинки под действием указанных эффектов. Исследуется вопрос о возможности выноса пыли за пределы галактического диска как в вертикальном, так и в горизонтальном направлении, построены траектории движения пылинок в галактическом магнитном поле.

Малышев Ксаверий Юрьевич — студент, kmalyshev08102@mail.ru

Михайлов Евгений Александрович — ассистент, кандидат физико-математических наук

1. МОДЕЛЬ ДЛЯ ДВИЖЕНИЯ ПЫЛИ

Диаметр галактического диска принимается по порядку величины несколькими десяткам килопарсек. Толщина диска существенно меньше его диаметра. При этих условиях составляющие ускорения силы тяжести в цилиндрической системе координат с началом в центре диска и осью z , перпендикулярной диску, положим равными $g_0\{-\cos \varphi, -\sin \varphi, 0\}$, $g_0 = 3 \cdot 10^{-9} \text{ см} \cdot \text{с}^{-2}$ [Kalberla, 2003]. Полагаем, что частицы имеют массу $m = 10^{-14} \text{ г}$ и несут электрический заряд $q = 2e$, где e — заряд электрона, начальная скорость движения относительно межзвёздной среды составляет 10 км/с .

Для галактического магнитного поля предполагалось, что оно складывается из регулярной и случайной компонент [Beck et al., 1996; Mikhailov et al., 2014]. Регулярная компонента магнитного поля считалась установившейся и не меняющейся со временем. Составляющие регулярной компоненты галактического магнитного поля в цилиндрической системе координат удовлетворяют условию $B_r = -3B_\varphi$. Составляющая B_z пренебрежимо мала [Beck et al., 1996; Mikhailov et al., 2014; Moss, 1995; Phillips, 2001]. Предполагалось убывание с ростом $|z|$ величин B_r и B_φ . Случайная компонента связана с мелкомасштабными флуктуациями магнитного поля. Обе компоненты магнитного поля имеют одинаковый порядок величины, что существенно для моделирования движения малых объектов. Порядок величины случайной и регулярной компонент магнитного поля галактики в рамках наших расчётов составлял $1 \cdot 10^{-6} \text{ Гс}$.

Уравнение движения пылинки имеет вид:

$$\frac{d\vec{V}}{dt}(\vec{r}, t) = -\frac{q}{m}[\vec{V}(\vec{r}, t) \times \vec{B}(\vec{r})] + \vec{g}(\vec{r}),$$

где \vec{r} — радиус-вектор пылинки; \vec{V} — скорость; \vec{B} — индукция магнитного поля, равная сумме индукций крупномасштабного и мелкомасштабного магнитных полей; \vec{g} — ускорение силы тяжести. Поступательное движение частицы в магнитном поле сопровождается «наматыванием» траектории на линию магнитной индукции, причём за время прохождения частицей расстояния порядка размеров галактики совершается очень большое число оборотов «наматывания». В результате стандартные разностные схемы, применяемые к уравнению Ньютона, оказываются неустойчивыми или неконсервативными, что приводит к ошибочному представлению траектории. Указанные вычислительные трудности наблюдаются и при расчётах траектории только в крупномасштабном магнитном поле. Поэтому для численного решения уравнений движения перепишем их в приближении ведущего центра [Сивухин, 1963].

За малый конечный промежуток времени Δt магнитное поле, в котором движется пылинка, меняется мало, его можно приближённо считать однородным полем. Поэтому мало меняется по величине составляющая скорости, параллельная магнитному полю. С точностью до малых величин первого порядка по Δt имеем:

$$\vec{V}_B(t + \Delta t) = \vec{V}_B(t) = \frac{V(t), \vec{B}}{|\vec{B}|} \cdot \frac{\vec{B}}{|B|}.$$

Перпендикулярная магнитному полю составляющая вектора скорости не изменяется по величине, но поворачивается вокруг вектора магнитной индукции на малый угол $\Delta\varphi = \omega\Delta t$, где $\omega = (eB)/(mc)$ — циклотронная частота. Для перпендикулярной составляющей с точностью до малых первого порядка по Δt имеем:

$$\vec{V}_{\perp}(t + \Delta t) = \vec{V}_{\perp}(t)\cos\Delta\varphi + \frac{[\vec{B} \times \vec{V}_{\perp}(t)]}{|\vec{B} \times \vec{V}_{\perp}|} |\vec{V}_{\perp}| \sin\Delta\varphi + \vec{g}\Delta t.$$

Дополним данные равенства выражением для изменения радиус-вектора пылинки:

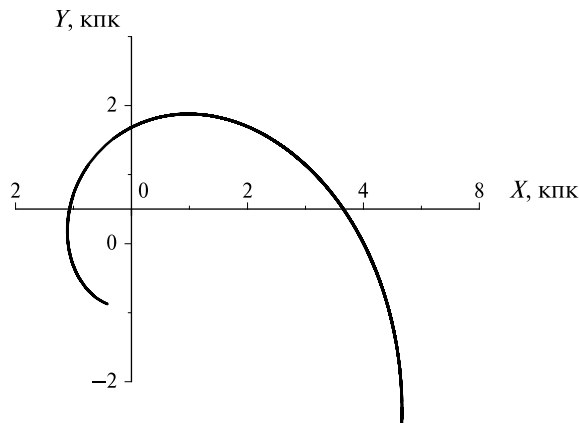
$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{V}_B.$$

Получена аппроксимация уравнения движения пылинки. При достаточно малых шагах сетки Δt предлагаемая схема сохраняет кинетическую энергию пылинки в отсутствие гравитации и правильно передаёт траекторию пылинки в тестовых полях.

Численный счёт производился на равномерной сетке с шагом 10 лет. Для учёта случайной компоненты галактического магнитного поля в программный код, написанный для решения уравнений ведущего центра, встроено генератор псевдослучайных чисел.

2. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Было получено, что галактическая пыль выметается за пределы галактического диска за времена порядка нескольких сотен миллионов лет. Частицы могут покинуть галактику как в радиальном направлении, так и в направлении перпендикулярном к галактическому диску. Характерный пример движения частицы галактической пыли показан на рисунке.



Движение частицы космической пыли

ВЫВОДЫ

Построена и реализована модель движения частицы космической пыли в галактических силовых полях, учитывающая мелкомасштабное магнитное поле. Показана принципиальная возможность ухода пылинки за пределы галактического диска под действием силы Лоренца за время порядка нескольких сотен миллионов лет. При этом не исключается возможность падения на центр при некоторых значениях начальных условий. Предполагается дальнейшее совершенствование модели: учёт межзвёздного газа, неплоских кривых вращения и т. д.

ЛИТЕРАТУРА

- [Мишуров и др., 2014] *Мишуров Ю. Н., Ачарова И. А., Шевченко М. Г., Тышлангов Д. А.* Выметание пыли из спиральной галактики вследствие эффекта «магнитной праси» // *Астрофиз. бюлл.* 2014. Т. 69. № 1. С. 22–27.
- [Сивухин, 1963] *Сивухин Д. В.* Дрейфовая теория движения заряженной частицы в электромагнитных полях // *Вопросы теории плазмы* / Под ред. М. А. Леонтовича. 1963. С. 7–97.
- [Beck et al., 1996] *Beck R., Brandenburg A., Moss D. et al.* Galactic Magnetism: Recent Developments and Perspectives // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1996. V. 34. P. 155–206.
- [Kalberla, 2003] *Kalberla P. M. W.* Dark Matter in the Milky Way. I. The Isothermal Disk Approximation // *Astrophysical J.* 2003. V. 588. P. 805–823.
- [Mikhailov et al., 2014] *Mikhailov E., Kasparova A., Moss D., Beck R., Sokoloff D., Zasov A.* Magnetic fields near the peripheries of galactic discs // *Astron. Astrophys.* 2014. V. 568. P. A66.
- [Moss, 1995] *Moss D.* On the generation of bisymmetric magnetic field structures in spiral galaxies by tidal interactions // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* 1995. V. 275. P. 191–194.
- [Phillips, 2001] *Phillips A.* A comparison of the asymptotic and no-z approximations for galactic dynamos // *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.* 2001. V. 94. No. 1. P. 135–150.

MODELLING OF THE MOTION OF COSMIC DUST IN THE GALAXY MAGNETIC FIELD

K.Yu. Malyshev, E. A. Mikhailov

Lomonosov Moscow State University (MSU)

It is now well known that in the interstellar medium there is a lot of dust. Some dust is carried out of the galaxy. One of the possible mechanisms for its carrying is the influence of the galactic magnetic field. An important feature of galactic magnetic fields is that the magnetic field of galaxies consists of two components: random and regular. They are of the same order of magnitude, therefore, when considering the motion of dust particles, it is necessary to take into account both. It was assumed that the particles moved under the action of the Lorentz force associated with the galactic magnetic field and gravitational forces. It was assumed that at the initial moment the particles were located in the inner regions of the galaxy and had velocities whose directions relative to the interstellar medium were random. It was shown that dust particles can

be carried out beyond the galactic disc. It is demonstrated that for velocities of the order of several km/s a significant part of the dust particles leaves the galactic disk for times less than 1 billion years.

Keywords: magnetic field of galaxies; cosmic dust; computer simulation.

Malyshev KsaveryYurievich — student, kmalyshev08102@mail.ru

Mikhailov Evgeny Alexandrovich — assistant, PhD

ГЕНЕРАЦИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ВО ВНЕШНИХ КОЛЬЦАХ ГАЛАКТИК

Е. А. Михайлов

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова (МГУ)

В настоящее время практически не вызывает сомнений факт, что во внутренних областях спиральных галактик существуют магнитные поля напряжённостью порядка нескольких микрогаусс. Их генерация объясняется механизмом динамо, основанным на совокупном действии альфа-эффекта и дифференциального вращения. Ряд галактик обладает внешними кольцами, в которых также присутствуют схожие эффекты, поэтому можно предположить, что там также присутствуют магнитные поля. Рассмотрены две различные модели для генерации галактических магнитных полей. Первая связана с так называемым планарным приближением, хорошо зарекомендовавшим себя для основной части галактик. Вторая использует модель для динамо в торе, которая больше подходит для специфических задач, характерных для внешних колец. Получено, что при не очень интенсивных движениях данные модели демонстрируют сходные результаты — генерация магнитных полей во внешних кольцах галактик оказывается возможной.

Ключевые слова: динамо, внешние кольца галактик, магнитное поле, тор.

ВВЕДЕНИЕ

Факт, что во внутренних областях спиральных галактиках присутствуют магнитные поля напряжённостью порядка нескольких микрогаусс, в настоящее время практически не вызывает сомнений. Их наличие подтверждается наблюдениями фарадеевского вращения плоскости поляризации электромагнитных волн и спектра синхротронного излучения. С теоретической точки зрения их генерация описывается с помощью так называемого механизма динамо. Действие динамо связано с совокупным действием альфа-эффекта (характеризующего «закрученность» турбулентных движений) и дифференциального вращения (связанного с нежёстким вращением галактического диска) [Arshakian et al., 2009; Beck et al., 1996].

Процессы, происходящие во внешних кольцах галактик, качественно схожи, поэтому можно ожидать, что там также возможен процесс генерации магнитных полей. Представляется интересным изучить, с какой скоростью и при каких условиях возможно возбуждение магнитного поля во внешних кольцах [Moss et al., 2016].

Магнитное поле в галактике состоит из двух составляющих — мелкомасштабной (случайной), имеющей характерный масштаб изменения порядка нескольких десятков парсек, и крупномасштабной (регулярной), характерный линейный масштаб изменения для которой сопоставим с размерами всей галактики. Генерация крупномасштабной составляющей магнитного поля описывается уравнением Штеенбека—Краузе—Рэдлера, которое достаточно трудно для решения [Краузе, Рэдлер, 1984]. Как правило, в основной части галактики

Михайлов Евгений Александрович — ассистент, кандидат физико-математических наук, ea.mikhajlov@physics.msu.ru

используют так называемое планарное приближение, основанное на утверждении, что галактический диск достаточно тонкий. В связи с этим можно считать отношение полутолщины галактики к её радиусу малой величиной. Частные производные в направлении, перпендикулярном к галактическому диску, можно заменить алгебраическими выражениями. В случае с внешними кольцами галактик трудно говорить, что размеры в вертикальном направлении заметно меньше размеров в экваториальной плоскости [Moss, 1995].

По этой причине разумно использовать модель для динамо в торе, в рамках которой предполагается, что внешнее кольцо представляет собой круговой тор [Deinzer et al., 1993]. В таком случае предполагается, что магнитное поле состоит из полоидальной и тороидальной компонент. Тороидальное магнитное поле искалось в явном виде, полоидальная часть описывалась с помощью соответствующей компоненты векторного потенциала магнитного поля. В результате можно получить два безразмерных уравнения, в которые входят параметры, характеризующие альфа-эффект, дифференциальное вращение и турбулентную диффузию [Михайлов, 2017].

Возможность генерации магнитного поля была проанализирована с помощью обеих указанных моделей. Показано, что генерация магнитных полей в таких объектах принципиально возможна. В случае планарного приближения возможна генерация магнитного поля лишь квадрупольной симметрии. Для модели динамо в торе возможна генерация магнитных полей как дипольной, так и квадрупольной симметрии.

ПЛАНАРНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

Как уже говорилось, генерация магнитного поля в основной части галактике описывается с помощью так называемого планарного приближения [Moss, 1995]. В случае применения его к магнитным полям во внешних кольцах галактики основные идеи данной модели требуют дополнительного пояснения.

Рассмотрим внешнее кольцо, расстояние от которого до центра галактики составляет величину R . Пусть полуширина галактического диска как в радиальном, так и в вертикальном направлении составляет a . Тогда оператор Лапласа от радиальной и угловой компонент магнитного поля будет приближённо равен:

$$\Delta B_{r,\varphi} = -\frac{\pi^2}{2a^2} B_{r,\varphi}.$$

Вертикальной компонентой магнитного поля мы пренебрегаем, как это обычно и делается в случае планарного приближения.

В таком случае процесс генерации магнитного поля будет описываться с помощью следующих уравнений (время измеряется в единицах a^2/η , где η — коэффициент турбулентной диффузии):

$$\frac{dB_r}{dt} = -R_\alpha B_\varphi - \frac{\pi^2}{2} B_r; \quad \frac{dB_\varphi}{dt} = -R_\omega B_r - \frac{\pi^2}{2} B_\varphi,$$

где R_α характеризует действие альфа-эффекта; R_ω — дифференциально вращение. Можно показать, что

$$R_\alpha = \frac{\Omega l^2}{\eta}; \quad R_\omega = \frac{\Omega a^2}{\eta},$$

где Ω — угловая скорость вращения галактики; l — размер турбулентной ячейки. Возможность генерации магнитного поля можно описать с помощью так называемого динамо-числа:

$$D = R_\alpha R_\omega.$$

Генерация магнитного поля возможна в том случае, если

$$D > D_{cr} \approx 25.$$

Характерная зависимость магнитного поля в различных случаях показана на рис. 1.

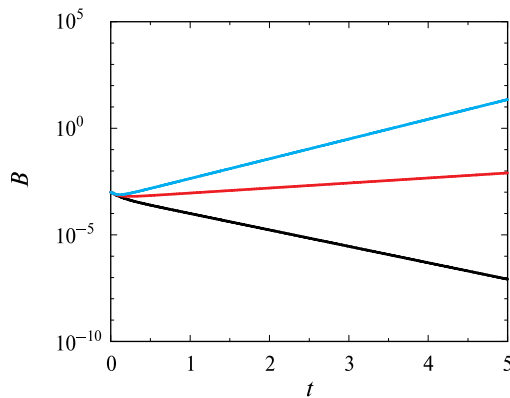


Рис. 1. Эволюция магнитного поля в рамках планарного приближения для $R_\alpha = 2$. Чёрная кривая показывает случай $R_\omega = 5$ (затухание поля), красная — $R_\omega = 15$, синяя — $R_\omega = 25$ (рост магнитного поля)

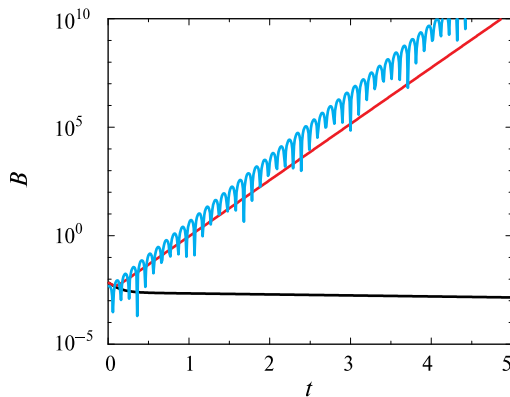


Рис. 2. Зависимость магнитного поля от времени в рамках модели для динамо в торе при $R_1 = 2$. Чёрная кривая показывает случай $R_2 = 20$ (затухание поля), красная — $R_2 = 200$ (рост квадрупольной составляющей), синяя — $R_2 = 1000$ (рост дипольной составляющей)

МОДЕЛЬ ДЛЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ТОРЕ

Генерацию магнитного поля во внешних кольцах галактик удобно рассматривать с использованием модели для динамо в торе. Магнитное поле можно разделить на две компоненты [Deinzer et al., 1993]:

$$\mathbf{B} = B\mathbf{e}_\varphi + \text{rot}(A\mathbf{e}_\varphi),$$

где B — тороидальная часть магнитного поля; A — соответствующая часть векторного потенциала, характеризующая полоидальную часть магнитного поля. Система уравнений в таком случае запишется так [Михайлов, 2017]:

$$\frac{\partial A}{\partial t} = R_1 z B + \lambda^2 \Delta A; \quad \frac{\partial B}{\partial t} = R_2 \frac{\partial A}{\partial z} + \lambda^2 \Delta B.$$

Коэффициент R_1 характеризует действие альфа-эффекта, R_ω — дифференциальное вращение. Для них имеем:

$$R_1 = \frac{\alpha_0 a}{\eta}; \quad R_\omega = -\frac{d\Omega}{dr} \cdot \frac{a^2 R}{\eta},$$

где α_0 — характерная величина магнитного поля.

Характерная зависимость магнитного поля от времени показана на рис. 2. Точно так же, как и ранее, генерация магнитных полей описывается произведением

$$Q = R_1 R_2.$$

При малых величинах Q магнитное поле затухает. При умеренных значениях Q растёт квадрупольная составляющая магнитного поля (как и в рамках планарного приближения), при больших Q растёт дипольное магнитное поле [Михайлов, 2017].

ВЫВОДЫ

Процесс генерации магнитного поля во внешних кольцах галактик был исследован с помощью двух различных подходов. Показано, что при определённых условиях генерация магнитных полей возможна. В рамках планарного приближения возможна генерация магнитного поля квадрупольной симметрии, в рамках модели динамо в торе — поля как квадрупольной, так и дипольной симметрии.

Работа была выполнена при поддержке РФФИ (проект № 16-32-00056 мол_а).

ЛИТЕРАТУРА

- [Краузе, Рэдлер, 1984] Краузе Ф., Рэдлер К.-Х. Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо. М.: Мир, 1984.
 [Михайлов, 2017] Михайлов Е. А. Динамо в торе для описания магнитных полей во внешних кольцах галактик // Астрон. журн. 2017. Т. 94.

- [Arshakian et al., 2009] *Arshakian T., Beck R., Krause M., Sokoloff D.* Evolution of magnetic fields in galaxies and future observational tests with the Square Kilometre Array // *Astronomy and Astrophysics*. 2009. V. 494. No. 1. P. 21–32.
- [Beck et al., 1996] *Beck R., Brandenburg A., Moss D., Shukurov A., Sokoloff D.* Galactic Magnetism: Recent Developments and Perspectives // *Ann. Rev. Astronomy and Astrophysics*. 1996. V. 34. P. 155–206.
- [Deinzer et al., 1993] *Deinzer W., Grosser H., Schmitt D.* Torus Dynamos for Galaxies and Accretion Disks. Part One — the Axisymmetric Omega-Dynamo Embedded into Vacuum. // *Astronomy and Astrophysics*. 1993. V. 273. P. 405.
- [Moss, 1995] *Moss D.* On the generation of bisymmetric magnetic field structures in spiral galaxies by tidal interactions // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Soc.* 1995. V. 275. P. 191.
- [Moss et al., 2016] *Moss D., Mikhailov E., Silchenko O., Sokoloff D., Horellou C., Beck R.* Magnetic fields in ring galaxies // *Astronomy and Astrophysics*. 2016. V. 592. A44.

GENERATION OF MAGNETIC FIELDS IN THE OUTER RINGS OF GALAXIES

E. A. Mikhailov

Lomonosov Moscow State University (MSU)

Nowadays there is no doubt that in the inner parts of spiral galaxies there are magnetic field of several microgauss. Their generation is described by the dynamo mechanism that is based on joint action of alpha-effect and differential rotation. Some galaxies have outer rings where there are nearly the same effects. So we can apologize that the magnetic fields can be generated there. We have considered two different models for the magnetic field generation. The first one is connected with so-called no-z approximation which is quite useful for the main part of the galaxy. The second one uses the torus dynamo model which is more useful for specific problems of the outer rings. We have obtained that for low-intensity motions these models demonstrate similar results. The magnetic field generation is possible.

Keywords: dynamo, outer rings of galaxies, magnetic field, torus.

Mikhailov Evgeny Alexandrovich — assistant, PhD, ea.mikhajlov@physics.msu.ru

МАЛОРАКУРСНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ ТОМОГРАФИЯ ИНДУЦИРОВАННЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ОБЪЕКТОВ ОТ БОРТОВЫХ РАДИОЭЛЕМЕНТОВ В УСЛОВИЯХ БЛИЖНЕГО КОСМОСА

К. С. Насонов, О. В. Филонин

Самарский национальный исследовательский университет
имени академика С. П. Королёва

Явление электролюминесценции, возбуждаемое переменными электромагнитными волнами от радиоэлектронных элементов, обладает высокой информационной способностью о состоянии полупроводников, их $p-n$ -переходов и т. д. До настоящего времени регистрация индуцированного плазменного образования от исследуемого объекта осуществлялось в двумерных вариантах с помощью матричных детекторов. Разработан метод трёхмерной визуализации индуцированных плазменных объектов на основе мало-ракурсного томографического подхода. Данный способ позволяет реконструировать параметры плазменных объектов в виде действительно 3D-изображений и представлять их как стереоскопические проекционные.

Ключевые слова: диагностика низкотемпературной плазмы, обратные некорректные задачи, 3D-томография, индуцированное плазменное образование, наноспутник, ближний космос.

ВВЕДЕНИЕ

Одной из разновидностей электролюминесценции (излучения света атомами или молекулами, переведёнными предварительно в возбуждённое состояние электрическим переменным полем), является возникновение индуцированного излучения вследствие помещения физических объектов во внешние переменные электрические поля. Одними из условий регистрации излучения являются частота электрического поля (10–100 кГц), а также напряжение между электрическим полем и исследуемым объектом (5–30 кВ). Такие газовые разряды могут быть применены для исследования полупроводниковых компонентов элементной базы, смазок, биологических объектов и пр. Исследуя такой газовый разряд можно получить информацию об исследуемом объекте, для этого необходимо провести анализ пространственных параметров функций распределения, таких как локальные концентрации электронной и ионной компонент, температуры, спектральный состав и др.

В условиях ближнего космоса пространственное распределение вышеуказанных параметров может изменяться вследствие воздействия протонных, нейтронных, электронных пучков и прочих факторов космического пространства. Следовательно, анализ изменения плазменного образования, например, от полупроводниковых элементов, в условиях ближнего космоса является высокоинформативным диагностическим методом для анализа работоспособности элементов радиоэлектронной аппаратуры.

В настоящее время для индуцированных плазменных образований не существует адекватного и объективного метода реконструкции функций про-

пространственного распределения таких параметров, как интенсивность, температура, концентрация ионной и электронной компонент и т. д., в локальных объёмах исследуемого плазменного объекта. Авторами разработан ряд методов пространственной реконструкции исследуемых параметров для индуцированных плазменных образований такого класса на основе решения обратных некорректных задач. Разработанные методы ориентированы для реализации на борту наноспутников (НС) на орбитах высотой порядка 400 км.

1. СПОСОБЫ И СРЕДСТВА ФОРМИРОВАНИЯ ИСХОДНЫХ ПРОЕКЦИОННЫХ ДАННЫХ

Ввиду условий эксперимента система сбора двумерных исходных проекционных данных должна быть размещена в объёме 1 CubeSat, т. е. $10 \times 10 \times 10$ см. Высоких информационных показателей при газоразрядной визуализации удаётся достичь, решая трёхмерную задачу реконструкции объёмных параметров плазменного образования, указанных выше. Помимо этого, в условиях НС формата 3U CubeSat, необходимо учесть наличие дополнительных компонентов помимо обеспечивающей бортовой аппаратуры, это — высоковольтный источник импульсного напряжения, блок управления оптико-электронной системой сканирования и т. д.; также накладываются ограничения, обусловленные низкими энергетическими показателями аппарата.

В качестве исследуемого объекта был выбран безкорпусной транзистор, размещённый в переменном электрическом поле (напряжение 5–20 кВ, частота меандра импульсов 5–20 кГц). Газовый разряд возбуждается в камере, выполненной в виде шестигранной усечённой пирамиды, изготовленной из дюралюминиевого сплава и заполненной смесью инертных газов при давлении 250 Па (рис. 1). Исходные двумерные проекционные данные формируются разработанными малогабаритными трёхлинзовыми микроскопами, их «плоскости» тубусов оказываются касательными к некоторой полусфере, в основании которой находится исследуемый плазменный объект 10 (см. рис. 1).

Разработанная 3D-томографическая система сбора исходных данных содержит следующие компоненты (см. рис. 1):

- 1) плита-основание;
- 2) высоковольтный блок питания;
- 3) газовая камера;
- 4) цифровой микроскоп;
- 5) пример разряда в смеси инертных газов;
- 6) система опроса матриц и оцифровки данных;
- 7) цифровой микроскоп;
- 8) стекловолоконная планшайба;
- 9) электроды;
- 10) исследуемый объект.

В разработанной схеме предлагается использовать матрицы типа CCD 67, с размером пикселя 26 мкм, тактовой частотой 5 МГц, разрешением 256×256 элементов, спектром регистрируемых длин волн 200–1100 нм, а также данные матрицы снабжены сверхмалощумным усилителем.

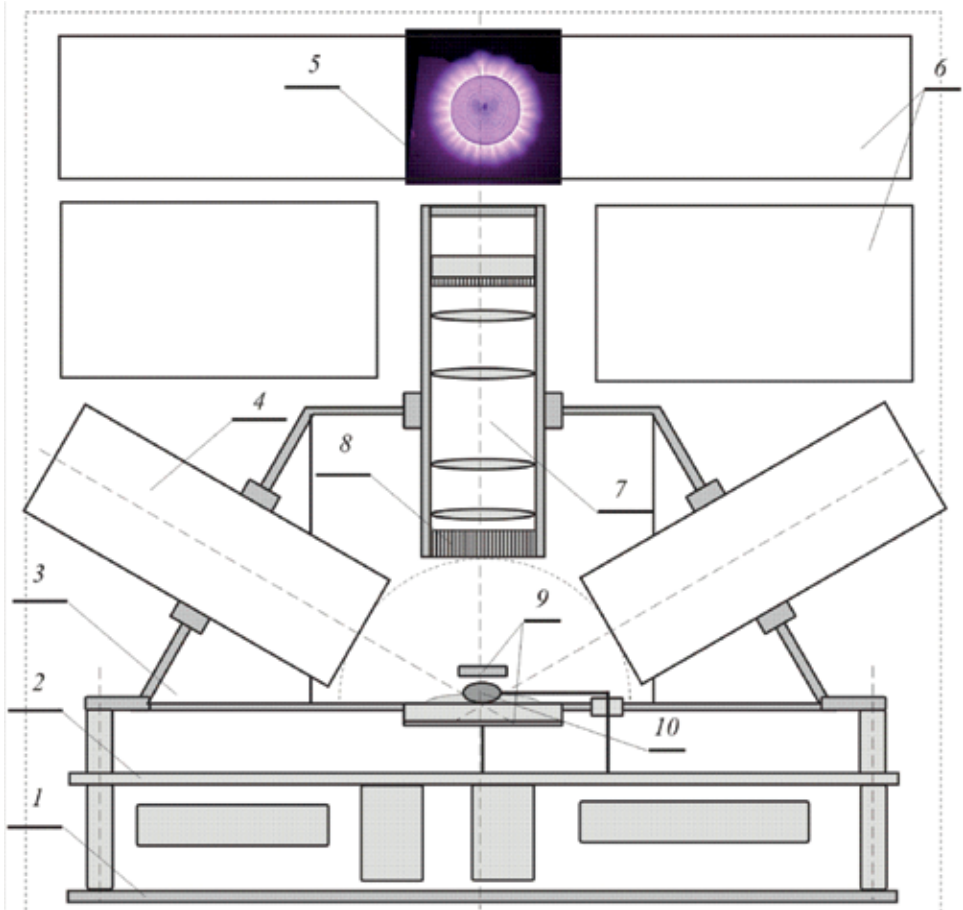


Рис. 1. Эскиз 3D-томографической системы формирования исходных данных

2. МЕТОДЫ И АЛГОРИТМЫ 3D-РЕКОНСТРУКЦИИ ИСКОМЫХ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПЛАЗМЕННЫХ ОБЪЕКТОВ

Функция проекции для оптически прозрачной плазмы и данного метода регистрации, определяется как:

$$I(p, \xi, \lambda) = \int_{\Delta l} \varepsilon(x, y, \lambda) dl,$$

где ξ, p — параметры потока излучения в данном ракурсе; Δl — область определения функции проекции; $\varepsilon(x, y, \lambda)$ — локальное значение коэффициента излучения.

Уравнение (1) является интегральным уравнением первого рода, общее решение которого записывается как преобразование Радона R , от функции $\varepsilon(x, y, \lambda)$. Результат преобразования удобно представить в операторной форме:

$$\varepsilon(x, y, \lambda) = \frac{1}{2\pi} B H_y D_y I(p, \xi, \lambda),$$

где B — оператор обратного проецирования; H_y — оператор преобразования Гильберта по отношению к первой переменной; D_y — оператор дифференцирования по первой переменной функции двух вещественных переменных.

Главной особенностью таких задач является их некорректность, обусловленная обстоятельством, что регистрируемые функции проекции являются приближёнными, из чего следует, что отыскиваемое решение также является приближённым.

Процедуры реконструкции искомого функциональных распределений частично выполняются на борту НС — производится формирование одномерных массивов данных, для последующей передачи в Центр управления полётами (ЦУП). Для уменьшения объёмов исходных данных, которые в последующем передаются в ЦУП по каналу связи, производится ряд операций, таких как пересчёт исходных декартовых проекций в проекции на полярной сетке, также происходит усечение данных до формата 128×128 элементов. Структура вычислительных процедур — порядок выполнения операций по реконструкции искомого 3D-распределения показана на рис. 2. На рис. 3 приведены примеры процедур восстановления искомого функциональных распределений и способы отображения полученной информации.



Рис. 2. Иллюстрация порядка выполнения вычислительных операций по реконструкции искомого 3D-распределения

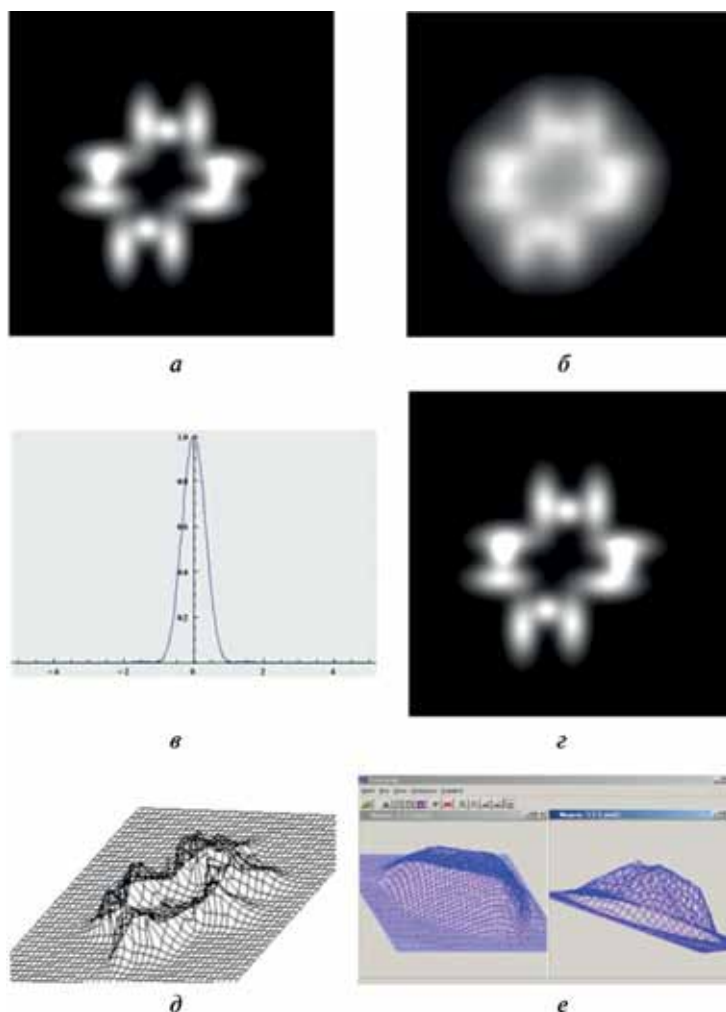


Рис. 3. Иллюстрация методов реконструкции искомых параметров плазменных образований (восстановление локальных значений интенсивности плазмы) и способов отображения полученных данных: *a* — исходное (модельное) распределение интенсивности в заданном сечении; *b* — реконструкция по четырём 2D-проекционным данным; *c* — вид ядра; *d* — реконструкция по одному набору данных; *e* — проекционное отображение сечения в заданном ракурсе; *e* — стереоскопическое (проекционное) представление

ВЫВОДЫ

Разработаны высокоэффективные методы и алгоритмы реконструкции плазменных образований, возбуждаемых в индуцированных высокочастотных электромагнитных полях в условиях ближнего космоса. Разработана малогабаритная 3D-томографическая система для исследования индуцированных плазменных образований на борту наноспутников.

ЛИТЕРАТУРА

Филонин О. В. Малоракурсная томография. Самара: СНЦ РАН, 2006, 256 с.

Пикалов В. В., Преображенский Н. Г. Реконструктивная томография в газодинамике и физике плазмы. Новосибирск: Наука, 1987. 230 с.

Филонин О. В. Малоракурсная реконструктивная томография в физическом эксперименте // Saarbrücken, Germany: Palmarium Academic Publishing, 2012. 606 с.

FEW PROJECTIONS OPTICAL TOMOGRAPHY OF INDUCED PLASMA OBJECTS FROM AIRBORNE RADIO ELEMENTS IN NEAR-SPACE CONDITIONS

Nasonov K. S., Phylonin O.

Samara University

The phenomenon of electroluminescence induced by alternating electromagnetic waves from radioelectronic elements has a high information capacity on the state of semiconductors, their p-n junctions, etc. Up to now, the registration of the induced plasma formation from the object under investigation was carried out in two-dimensional versions with the help of matrix detectors. A method of three-dimensional visualization of induced plasma objects based on a few projections tomographic approach has been developed. This method allows you to reconstruct the parameters of plasma objects in the form of truly 3D images and represent them as stereoscopic projection ones.

Keywords: Diagnostics of low-temperature plasma, inverse ill-posed problems, 3D tomography, induced plasma formation, nanosatellite, near space.

Nasonov Konstantin Sergeevich — master student, kon4797@ya.ru

Phylonin Oleg Vasil'evich — doctor of technical sciences, professor

ПРАВИЛО ВАЛЬДМАЙЕРА ДЛЯ ДВУХ ПОПУЛЯЦИЙ ПЯТЕН

А. А. Осипова¹, Ю. А. Наговицын^{1,2}

¹ Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория
Российской академии наук (ГАО РАН)

² Санкт-Петербургский государственный университет
аэрокосмического приборостроения (ГУАП)

Рассмотрено правило Вальдмайера для ряда площадей групп солнечных пятен в рамках гипотезы о существовании двух популяций пятен, различающихся по физическим свойствам: «мелких» и «крупных». Проверено два варианта правила Вальдмайера: классический (ПВ1), связывающий значение индекса солнечной активности в максимуме 11-летнего цикла с длиной фазы его роста, и модифицированный (ПВ2), связывающий значение индекса в максимуме цикла со скоростью роста индекса. Создано два ряда площадей: для популяций мелких и крупных пятен соответственно. Показано хорошее выполнение ПВ1 для крупных пятен, в то время как популяция мелких пятен ему не подчиняется. ПВ2 лучше выполняется для крупных пятен, чем для мелких. Отсюда можно сделать вывод, что глобальные правила солнечной активности описывают поведение популяции крупных пятен, в то время как свойства мелких пятен показывают отличное от широко известного поведение.

Ключевые слова: Солнце, солнечная активность, солнечные пятна, солнечные циклы, правило Вальдмайера.

ВВЕДЕНИЕ

Наличие двух популяций пятен [Наговицын и др., 2016; Nagovitsyn, Pevtsov, 2016; Nagovitsyn et al., 2017] в соответствии с теорией динамо интерпретируется как существование двух зон пятнообразования, которые соответствуют двум уровням внутри Солнца, где происходит накопление тороидального поля развивающегося цикла путём воздействия дифференциального вращения на магнитное поле (МП) полоидальной конфигурации. Тороидальное поле вследствие магнитной плавучести выходит на поверхность с разных глубин, давая начало пятнам с различающимися физическими характеристиками. Принято связывать крупные пятна с тахоклином — зоной накопления тороидального поля, расположенной на расстоянии $0,7R_{Sun}$ от центра, тогда как мелкие пятна могут брать начало в подфотосферных слоях на расстоянии порядка $0,95R_{Sun}$ — так называемом лептоклине [García De La Rosa, 1981; Godier, Rozelot, 1999; Muñoz-Jaramillo et al., 2015a, b; Nagovitsyn et al., 2012; Sivaraman, Gokhale, 2004]. В работе [Nagovitsyn et al., 2017] было подтверждено существование двух популяций пятен с физически различными характеристиками: площади пятен показывают билогнормальное распределение, а напряжённости — бинормальное, так что на двумерной гистограмме встречаемости можно выделить популяцию мелких пятен с меньшими напряжённостями и популяцию крупных пятен с большими напряжённостями. Пятна из разных популяций, образовав-

Осипова Александра Анатольевна — младший научный сотрудник, osisasha@mail.ru

Наговицын Юрий Анатольевич — доктор физико-математических наук, заместитель директора по научной работ, nag@gao.spb.ru

шиеся в разных условиях, должны показывать разное поведение в циклах солнечной активности (ЦСА).

Каждый ЦСА имеет свои особенности. В число характеристик солнечных циклов входят значение индексов солнечной активности (ИСА) в минимуме и максимуме, длина фаз, амплитуда, скорость роста и пр. (см. обзор [Hathaway, 2015]), которые связаны между собой. Основываясь на замеченной зависимости между временем роста цикла и его мощностью, М. Вальдмайер [Waldmeier, 1935] сформулировал так называемую «взрывную гипотезу», которая рассматривает образование циклов СА как не зависящие друг от друга процессы, а кривые ЦСА представляют собой однопараметрическое семейство кривых, каждая из которых полностью определяется максимальной амплитудой цикла. Обратная зависимость между временем роста цикла от минимума до максимума и его значением в максимуме является классической формулировкой правила Вальдмайера: $W_{\max} \propto \tau^{-1}$, где $\tau = t_{\max} - t_{\min}$ — длина ветви роста цикла (далее ПВ1). То есть более мощным циклам требуется меньше времени, чтобы уровень солнечной активности достиг максимального. Изначально ПВ1 было сформулировано для чисел Вольфа, однако наблюдается в разной степени и для других ИСА: чисел групп пятен G , площадей A , потока радиоизлучения на длине волны 10,7 см [Hathaway et al., 2002; Karak, Choudhuri, 2011]. ПВ1 выполняется не всегда, отдельные циклы могут показывать довольно значительные отклонения [Kane, 2008]. Однако ясно, что чем меньше времени требуется циклу для достижения определённого уровня активности, тем выше скорость его роста. Её максимумы опережают максимумы соответствующего ИСА на несколько лет, а изменения амплитуды происходят параллельно изменениям амплитуды максимумов ЦСА [Наговицын, Кулешова, 2012]. Тогда можно модифицировать ПВ1 и рассмотреть связь максимальной амплитуды с максимальной скоростью роста данного ЦСА: $W_{\max} \propto \max W'(t)$ (далее ПВ2). ПВ2 также наблюдается для других ИСА и выполняется лучше, чем ПВ1 [Наговицын, Кулешова, 2012; Cameron, Schüssler, 2008; Karak, Choudhuri, 2011].

Задача данной работы — рассмотреть различия поведения глобальных правил солнечной активности для двух популяций пятен на примере двух формулировок правила Вальдмайера. ПВ1 и ПВ2 мы рассматриваем в применении к ряду суммарных по диску площадей пятен как к физически обоснованному ИСА, который может быть связан с магнитным потоком пятенной составляющей СА [Наговицын, 2005], что может иметь применение в качестве наблюдательного теста современных теорий динамо (например, [Karak, Choudhuri, 2011]).

1. ДАННЫЕ

Однородный ряд площадей групп солнечных пятен Гринвичской обсерватории (далее — RGO; <https://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml>) включает в себя гелиографические координаты и площади групп пятен с 1874 по 1976 г. (12–20 ЦСА). Ряд USAF/NOAA, которым принято продолжать ряд RGO, известен занижением площади мелких пятен и пор с площадями, меньшими 10 м. д. п. (миллионных долей полусферы) [Baranyi et al., 2001; Foukal,

2014; Muñoz-Jaramillo et al. 2015a, рис. 1(a)], что приводит к изменению системы измерений. Поэтому для продления ряда RGO до настоящего времени мы используем ряд площадей Кисловодской горной астрономической станции ГАО РАН (далее — KMAS; <https://dataverse.harvard.edu/dataverse/solardynamo>) [Tlatov et al., 2016], которым принято продолжать гринвичский ряд [Наговицын и др., 2007]. Данные обеих обсерваторий используются без коррекции к единой системе, поскольку коэффициент перехода из системы RGO в KMAS близок к единице [Наговицын и др., 2007; Balmaceda et al., 2005; Muñoz-Jaramillo et al. 2015b, рис. 2]. Таким образом, мы рассматриваем 13 ЦСА с 12 по 24 включительно.

Выяснить, к какой популяции относится то или иное пятно, можно по его времени жизни [Nagovisyn, Pevtsov, 2016]. Мелкие пятна живут не больше пяти дней (Small Short-living Groups, далее SSG), а крупные пятна живут от шести дней и дольше (Large Long-living Groups, далее LLG). Время жизни $T_{\text{ж}}$ определяется с точностью до дня по количеству записей о данной группе в таблице. При данном способе определения $T_{\text{ж}}$ крупное пятно может быть ошибочно отнесено к SSG вследствие его ухода за лимб. Мы модифицировали критерий разделения на популяции следующим образом:

Каждая из популяций может быть описана логнормальным распределением (рис. 1), которое задаётся как

$$f_i(x) = \frac{A_i}{w_i \sqrt{\frac{\pi}{2}}} \exp \left(-2 \left(\frac{x - x_{Ci}}{w_i} \right)^2 \right),$$

где $i = \text{SSG}, \text{LLG}$; $x = \log_{10} S$; A_i , w_i , x_{Ci} — известные параметры для данной популяции.

Тогда вероятности пятну с логарифмом площади x принадлежать популяции мелких и крупных пятен равны соответственно

$$p_{SSG} = \frac{f_{SSG}(x)}{f_{SSG}(x) + f_{LLG}(x)},$$

$$p_{LLG} = \frac{f_{LLG}(x)}{f_{SSG}(x) + f_{LLG}(x)}.$$

После задания уровня значимости, ниже которого пятно следует относить к другой популяции, каждое из выражений сводится к квадратному уравнению относительно x , выбор из корней которого производится по принадлежности к области определения $\log_{10} S \in [0; 4)$. Заданный нами уровень значимости $p_i = 0,1$ позволяет получить значение площади, меньше (больше) которой пятно имеет вероятность $< 10\%$ принадлежать популяции LLG (SSG):

$$\begin{cases} x_{LLG} = 1,5, \\ x_{SSG} = 2,3, \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} S_{LLG} = 32, \\ S_{SSG} = 200, \end{cases}$$

где S — в м. д. п.

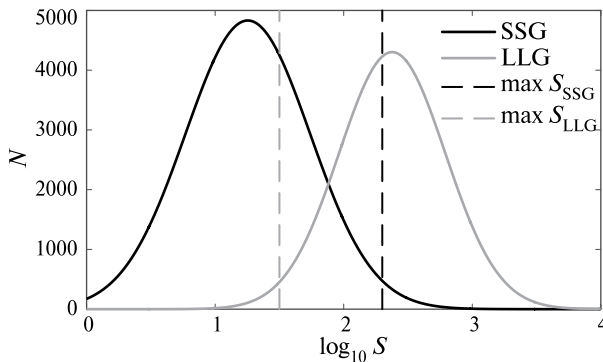


Рис. 1. Логнормальные распределения, описывающие распределение площадей пятен для двух популяций SSG и LLG. Пунктирные вертикальные линии — новые границы популяций, определённые из вероятностного подхода, где $\min S_{LLG} = 32$ м. д. п., $\max S_{SSG} = 200$ м. д. п.; N — количество групп пятен

Данный критерий следует применять после разделения по времени жизни. То есть короткоживущее пятно, имеющее площадь больше 200 м. д. п., имеет меньше 10 % вероятности принадлежать популяции мелких пятен. Аналогично, долгоживущие пятна с площадями, меньшими 32 м. д. п., с вероятностью 90 % принадлежат популяции мелких пятен.

В результате критерии разделения пятен на две популяции стали выглядеть так:

1) к популяции мелких пятен SSG мы относили пятно, если:

$$(T_{ж} < 6 \text{ и } S \leq 200) \text{ или } (T_{ж} \geq 6 \text{ и } S < 32);$$

2) к популяции крупных пятен LLG мы относили пятно, если:

$$(T_{ж} \geq 6 \text{ и } S \geq 32) \text{ или } (T_{ж} < 6 \text{ и } S > 200).$$

Таким образом, короткоживущие крупные пятна и долгоживущие мелкие пятна теперь корректно относятся к популяциям крупных и мелких пятен, соответственно.

2. АНАЛИЗ

Ряд площадей групп пятен мы получаем, усредняя за месяц суммы скорректированных за угол зрения площадей видимых на диске групп пятен интересующей популяции. Поскольку эти значения испытывают сильные флуктуации от месяца к месяцу, мы сглаживаем их для дальнейшей работы традиционным 13-месячным скользящим средним, которое определяется по формуле Вальдмайера:

$$\bar{A}_i \equiv \frac{1}{24} \left(2 \sum_{j=i-5}^{j=i+5} A_j + A_{i-6} + A_{i+6} \right).$$

Полученные сглаженные ряды площадей групп пятен (далее — A) показаны на рис. 2.

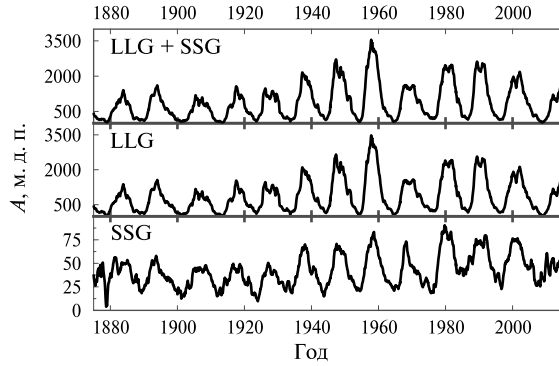


Рис. 2. Ряды площадей групп пятен A для общего ряда RGO-KMAS (верхняя панель), крупных пятен LLG (средняя панель) и мелких пятен SSG (нижняя панель)

Моменты минимумов t_{\min} и максимумов t_{\max} ЦСА определяются, соответственно, как даты локальных минимумов и максимумов сглаженного ряда A . Для n -го ЦСА мы определяем:

- максимальную амплитуду $A_{\max}(n) = \bar{A}(t_{\max}(n))$;
- длину ветви роста $\tau(n) = t_{\max}(n) - t_{\min}(n)$;
- максимальную скорость роста $DA(n) = \max \Delta_j$, где $\Delta_j = \langle \bar{A} \rangle_{j+1} - \langle \bar{A} \rangle_j$; $\langle \bar{A} \rangle_j$ — среднее за год значение сглаженного ряда \bar{A} [Наговицын, Кулешова, 2012], начиная со следующего за t_{\min} месяцем.

На рис. 3 приведены зависимости максимальной амплитуды ЦСА $A_{\max}(n)$ от длины ветви роста $\tau(n)$ (ПВ1) и от максимальной скорости роста $DA(n)$ (ПВ2). Тесноту связи для ПВ1 и ПВ2 можно оценить линейными приближениями $A_{\max} = a + b\tau$ и $A_{\max} = a + b \cdot DA$ соответственно. Параметры линейной регрессии a и b , коэффициент корреляции R и стандартное отклонение SD приведены в таблице.

A	ПВ1				ПВ2			
	a	b	R	SD	a	b	R	SD
all	2614±822	-150±199	-0,22	692	725±229	1,67±0,27	0,88	337
LLG	2753±750	-188±173	-0,31	659	717±216	1,68±0,26	0,89	320
SSG	66±13	0,14±2,90	0,015	14	33±11	1,89±0,59	0,70	10

Различия в линейных коэффициентах корреляции для ПВ могут быть связаны, во-первых, с используемыми данными и со способом их сглаживания (от которого зависят моменты минимумов и максимумов), а во-вторых, со способом определения длины ветви роста. В ЦСА могут наблюдаться платообразный максимум, либо после первого пика активности могут следовать ещё несколько, в том числе и более высоких. Авторы статьи [Cameron, Schüssler, 2008] утверждают, что в работе [Dikpati et al., 2008] не обнаружено ПВ1 ($R \sim 10^{-4}$) для ряда площадей пятен, поскольку в их данных явно прослеживается наличие вторичного «максимума Гневышева» [Gnevyshev, 1967].

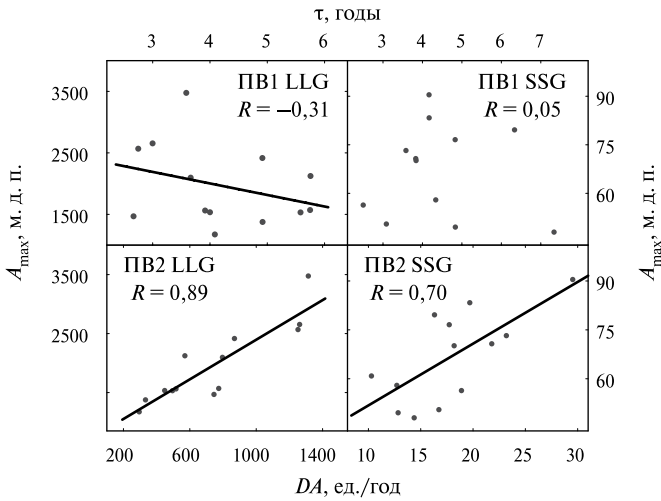


Рис. 3. PB1 для популяции крупных пятен LLG (левая верхняя панель) и популяции мелких пятен SSG (правая верхняя панель). Нижние панели: PB2 для LLG (слева) и SSG (справа)

Однако в нашей работе (RGO 12–20 ЦСА, KMAS 21–24 ЦСА, 13-месячное скользящее среднее) мы находим коэффициент корреляции $R = -0,22$ в случае PB1 для общего ряда площадей пятен, хотя мы не учитывали вторичные максимумы. В работе [Karak, Choudhuri, 2011] предложено определять τ как время, за которое уровень активности изменяется с 20 до 80 % от максимального (для уменьшения влияния способа определения минимумов и максимумов), и получено для ряда площадей RGO/USAF/NOAA (12–23 ЦСА) $R = -0,31$. Для наших данных после отделения SSG от LLG связь между длиной ветви роста и максимальной амплитудой ЦСА усиливается до $R = -0,31$ для крупных пятен, в то время как мелкие пятна вообще не показывают наличие PB1 ($R = 0,015$).

Общий ряд пятен подчиняется PB2 с $R = 0,88$, что практически совпадает с результатами работы [Cameron, Schussler, 2008] ($R = 0,87$), однако меньше, чем результаты авторов статьи [Karak, Choudhuri, 2011] ($R = 0,92$). Близость наших результатов и работы [Cameron, Schussler, 2008] объясняется тем, что авторы используют ряд из статьи [Balmaceda et al., 2005], который продолжает данные RGO данными Службы Солнца СССР (в которой KMAS является основной) 1977–1985 гг. и данными обсерватории Маунт-Вилсон 1986–2015 гг., в то время как в работе [Karak, Choudhuri, 2011] в качестве продолжения ряда RGO используются данные USAF/NOAA. Для популяции крупных пятен PB2 выполняется лучше ($R = 0,89$), чем для мелких ($R = 0,70$).

Наши результаты подтверждают предположение, что глобальные правила СА в основном описывают поведение популяции крупных пятен: для LLG ПВ в общем случае выполняется лучше. Теснота связи для PB1 увеличивается по сравнению с общим рядом, если убрать из рассмотрения популяцию мелких пятен. Отдельно же популяция мелких пятен PB1 не подчиняется. PB2 наблюдается как для крупных, так и для мелких пятен, только в случае SSG связь между скоростью роста ЦСА и его максимумом слабее, чем для крупных. Это находится в согласии с рядом работ. Авторы работ [Muñoz-Jaramillo et al.,

2015a, b] рассматривают распределение площадей пятен как сумму распределения Вейбулла, отвечающую за мелкие пятна, и логнормального, описывающего крупные пятна. Показано, что компонента мелких пятен не зависит от уровня активности, в то время как параметры компоненты крупных пятен изменяются с 11-летним ЦСА. Авторы статьи [Nagovitsyn, Pevtsov, 2016] описывают распределение и мелких, и крупных пятен логнормальными распределениями, для которых показано, что пик распределения логарифмов площадей крупных пятен испытывает незначительные вариации от цикла к циклу, а мелкие пятна показывают значительные долгопериодические изменения.

Полученные результаты также иллюстрируют то, что ПВ2 является более общим правилом СА, поскольку является характеристикой ветви роста цикла, не зависящей от способов определения экстремумов и способа сглаживания. ПВ2 является более актуальной формулировкой ПВ, которую можно использовать для оценки грядущего максимума цикла, в отличие от ПВ1, которой для оценки максимальной амплитуды цикла требуется дата максимума, которую можно получить только по прошествии некоторого времени после эпохи максимума.

ВЫВОДЫ

В данной работе мы рассмотрели для двух популяций пятен одно из основных правил солнечной активности — правило Вальдмайера. Мы проверили две формулировки, классическую и модифицированную: связь между значением индекса солнечной активности в максимуме цикла с длиной ветви роста (ПВ1) и со скоростью роста (ПВ2). Анализ проводился для ряда ежедневных суммарных по диску площадей пятен, усреднённых за месяц, который был составлен на основе ежедневных данных о площадях групп пятен двух обсерваторий: Гринвичской обсерватории за промежуток времени с 1874 по 1976 г., и Кисловодской горной астрономической станции с 1977 г. по настоящее время. Характеристики ЦСА, такие как длина ветви роста, скорость роста и максимальную амплитуду, мы определяли с использованием 13-месячного скользящего среднего. Пересмотрен критерий разделения пятен на две популяции: после разделения групп пятен по времени жизни теперь также используется площадь группы для определения вероятности принадлежать данной популяции. Если эта вероятность меньше фиксированного уровня значимости, пятно относится к другой популяции. Для уровня значимости 10 % получены граничные площади, равные 32 м.д.п. для крупных и 200 м.д.п. для мелких групп пятен. Для общего ряда площадей и для рядов площадей двух популяций приведены коэффициенты линейной регрессии и корреляции для ПВ1 и ПВ2. Полученные результаты являются подтверждением предположения, что индексы солнечной активности в большей степени связаны с крупными пятнами. Теснота связи между характеристиками ветви роста и максимальной амплитудой ЦСА увеличивается по сравнению с общим рядом, если убрать из рассмотрения популяцию мелких пятен. Для ряда крупных пятен при рассмотрении классической формулировки правила Вальдмайера (ПВ1) корреляция улучшается с $-0,22$ для общего ряда до $-0,31$, модифицированной (ПВ2) — с $0,88$ до $0,89$. Отдельно для популяции мелких пятен ПВ1 не выполняется

($R = 0,015$). ПВ2 наблюдается как для крупных, так и для мелких пятен, только в случае популяции мелких пятен связь между скоростью роста и его максимумом цикла слабее, чем для крупных ($R = 0,70$). Наши результаты также иллюстрируют, что ПВ2 является более предпочтительной формулировкой ПВ, так как не зависит от определения моментов экстремумов ЦСА, которые, в свою очередь, зависят от используемых данных и способа сглаживания.

Полученные результаты являются аргументом в пользу предположения, что популяция крупных пятен связана с 11-летней компонентой солнечной цикличности, в то время как мелкие пятна связаны с долгопериодическими вариациями активности [Muñoz-Jaramillo et al., 2015a, b; Nagovitsyn, Pevtsov, 2016]. Стоит ожидать, что и другие «правила» цикличности солнечной активности будут хорошо описывать поведение индексов для популяции крупных пятен, в то время как для мелких пятен они будут выполняться слабо или вовсе не будут. Мелкие пятна могут задавать «базовый» уровень солнечной активности, который испытывает модуляции с вековыми циклами (Гляйсберга, Зюсса, Холлстата), а крупные — отвечать за цикл Швабе-Вольфа, имеющего период около 11 лет. Такое разделение в цикличностях двух популяций солнечных пятен может найти интерпретацию в теории распределённого динамо (например, [Brandenburg, 2005]). Наши результаты также имеют прямое применение в качестве верификационного наблюдательного материала для проверки динамо-моделей с переносом потока (flux transport dynamo models) [Karak, Choudhuri, 2011].

ЛИТЕРАТУРА

- [Наговицын, Кулешова, 2012] *Наговицын Ю. А., Кулешова А. И.* Соотношение Вальдмайера и ранняя диагностика величины максимума текущего цикла солнечной активности // *Астрон. журн.* 2012. Т. 89. № 10. С. 883–887 (= *Nagovitsyn Y. A., Kuleshova A. I.* The Waldmeier rule and early diagnostics of the maximum of the current solar cycle // *Astronomy Reports.* 2012. V. 56. Iss. 10. P. 800–804).
- [Наговицын и др., 2007] *Наговицын Ю. А., Макарова В. В., Наговицына Е. Ю.* Ряды классических индексов солнечной активности: Кисловодские данные // *Астрон. вестн.* 2007. Т. 41. № 1. С. 86–97 (= *Nagovitsyn Y. A., Makarova V. V., Nagovitsyna E. Y.* Series of classical solar activity indices: Kislovodsk data // *Solar System Research.* 2007. V. 41. Iss. 1. P. 81–86).
- [Наговицын и др., 2016] *Наговицын Ю. А., Певцов А. А., Осипова А. А., Тлатов А. Г., Милецкий Е. В., Наговицына Е. Ю.* Две популяции солнечных пятен и вековые изменения их характеристик // *Письма в Астрон. журн.* 2016. Т. 42. № 10. С. 773–782 (= *Nagovitsyn Y. A., Pevtsov A. A., Osipova A. A., Tlatov A. G., Miletskii E. V., Nagovitsyna E. Y.* Two populations of sunspots and secular variations of their characteristics // *Astronomy Letters.* 2016. V. 42. Iss. 10. P. 703–712).
- [Balmaceda et al., 2005] *Balmaceda L. A., Solanki S. K., Krivova N.* A cross-calibrated sunspot areas time series since 1874 // *Memorie Della Società Astronomica Italiana.* 2005. V. 76. P. 929.
- [Baranyi et al., 2001] *Baranyi T., Gyori L., Ludmány A., Coffey H. E.* Comparison of sunspot area data bases // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* 2001. V. 323. Iss. 1. P. 223–230.
- [Brandenburg, 2005] *Brandenburg A.* The Case for a Distributed Solar Dynamo Shaped by Near-Surface Shear // *Astrophysical J.* 2005. V. 625. Iss. 1. P. 539–547.

- [Cameron, Schüssler, 2008] *Cameron R., Schüssler M.* A Robust Correlation between Growth Rate and Amplitude of Solar Cycles: Consequences for Prediction Methods // *Astrophysical J.* 2008. V. 685. Iss. 2. P. 1291–1296.
- [Charbonneau, 2010] *Charbonneau P.* Dynamo Models of the Solar Cycle // *Living Reviews in Solar Physics.* 2010. V. 7. Iss. 1. 91 p.
- [Dikpati et al., 2008] *Dikpati M., Gilman P.A., de Toma G.* The Waldmeier Effect: An Artifact of the Definition of Wolf Sunspot Number? // *Astrophysical J. Letters.* 2008. V. 673. Iss. 1. L99.
- [Foukal, 2014] *Foukal P.* An Explanation of the Differences Between the Sunspot Area Scales of the Royal Greenwich and Mt. Wilson Observatories, and the SOON Program // *Solar Physics.* 2014. V. 289. Iss. 5. P. 1517–1529.
- [Garcia De La Rosa, 1981] *Garcia De La Rosa J. I.* Sunspot Populations and their relation with the Solar Cycle // *Solar Physics.* 1981. V. 74. P. 117–123.
- [Gnevyshev, 1967] *Gnevyshev M. N.* On the 11–Years Cycle of Solar Activity // *Solar Physics.* 1967. V. 1. Iss. 1. P. 107–120.
- [Godier, Rozelot, 1999] *Godier S., Rozelot J. P.* Relationships between the quadrupole moment and the internal layers of the Sun // *Proc. 9th Meeting on Solar Physics, ‘Magnetic Fields and Solar Processes’.* Florence, Italy, 12–18 Sept. 1999. 1999. P. 111–115.
- [Hathaway, 2015] *Hathaway D. H.* The Solar Cycle // *Living Reviews in Solar Physics.* 2015. V. 12. Iss. 1. 87 p.
- [Hathaway et al., 2002] *Hathaway D. H., Wilson R. M., Reichmann E. J.* Group Sunspot Numbers: Sunspot Cycle Characteristics // *Solar Physics.* 2002. V. 211. Iss. 1. P. 357–370.
- [Kane, 2008] *Kane R. P.* Prediction of Solar Cycle Maximum Using Solar Cycle Lengths // *Solar Physics.* 2008. V. 248. Iss. 1. P. 203–209.
- [Karak, Choudhuri, 2011] *Karak B. B., Choudhuri A. R.* The Waldmeier effect and the flux transport solar dynamo // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* 2011. V. 410. Iss. 3. P. 1503–1512.
- [Muñoz-Jaramillo et al., 2015a] *Muñoz-Jaramillo A., Senkpeil R. R., Windmueller J. C.* et al. Small-Scale and Global Dynamos and the Area and Flux Distributions of Active Regions, Sunspot Groups, and Sunspots: A Multi-Database Study // *Astrophysical J.* 2015. V. 800. Iss. 1. 19 p.
- [Muñoz-Jaramillo et al., 2015b] *Muñoz-Jaramillo A., Senkpeil R. R., Longcope D. W.* et al. The Minimum of Solar Cycle 23: As Deep as It Could Be? // *Astrophysical J.* 2015. V. 804. Iss. 1. 12 p.
- [Nagovitsyn, Pevtsov, 2016] *Nagovitsyn Y. A., Pevtsov A. A.* On the Presence of Two Populations of Sunspots // *Astrophysical J.* 2016. V. 833. Iss. 1. 6 p.
- [Nagovitsyn et al., 2012] *Nagovitsyn Y. A., Pevtsov A. A., Livingston W. C.* On a Possible Explanation of the Long-term Decrease in Sunspot Field Strength // *Astrophysical J. Letters.* 2012. V. 758. Iss. 1. L20. 5 p.
- [Nagovitsyn et al., 2017] *Nagovitsyn Y. A., Pevtsov A. A., Osipova A. A.* Long-term variations in sunspot magnetic field-area relation // *Astronomische Nachrichten.* 2017. V. 338. Iss. 1. P. 26–34.
- [Sivaraman, Gokhale, 2004] *Sivaraman K. R., Gokhale M. H.* Anchor depths of flux elements and depths of flux sources in relation to the two rotation profiles of the sun’s surface magnetic fields // *Solar Physics.* 2004. V. 221. Iss. 2. P. 209–223.
- [Tlatov et al., 2016] *Tlatov A. G., Makarova V. V., Skorbezh N. N., Muñoz-Jaramillo A.* Kislovodsk Mountain Astronomical Station (KMAS) sunspot Group Data. 2016. Harvard Dataverse.
- [Waldmeier, 1935] *Waldmeier M.* Neue Eigenschaften der Sonnenfleckenkurve // *Astronomische Mitteilungen der Eidgenössischen Sternwarte Zürich.* 1935. V. 14. P. 105–136.

THE WALDMEIER EFFECT FOR TWO POPULATIONS OF SUNSPOTS

A. A. Osipova¹, Yu. A. Nagovitsyn^{1,2}

¹ Central Astronomical Observatory of the Russian Academy of Sciences at Pulkovo (Pulkovo Observatory)

² Saint Petersburg State University of Aerospace Instrumentation (SUAI)

Two distinct populations of sunspots have been identified by Nagovitsyn & Pevtsov (2016). We follow this survey by investigation of the global rules of solar activity such as Waldmeier effect (WE) using Royal Greenwich Sunspot group data for cycles 12–20 and Kislovodsk Mountain Astronomical Station data from for cycles 21–24. We investigate two forms of WE: original WE in the form of anticorrelation between rise times of sunspot cycle and its strength and modified version of WE in the form of the correlation between rise rates of sunspot cycle and its strength. We confirm that for the sunspot area data for large sunspot groups both effects are significant, while for the small sunspot groups there is no evidence of correlation for original WE and for modified WE correlation rate is significantly smaller than for the large sunspots. Our results lead us to the following conclusion: we suggest that when we study global rules of solar activity such as Waldmeier effect we obtain characteristics of large sunspots population, while information about small sunspots is lost behind. This is crucial for the solar cycle prediction and for the solar dynamo theory.

Keywords: Sun, solar activity, sunspots, solar cycle, Waldmeier effect.

Osipova Aleksandra Anatol'evna — junior researcher, osisasha@mail.ru

Nagovitsyn Yuriy Anatolyevich — doctor of physical and mathematical sciences, deputy director on scientific work, nag@gao.spb.ru

КАЧЕСТВЕННАЯ И КОЛИЧЕСТВЕННАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ СПЕКТРОВ ОТРАЖЕНИЯ АСТЕРОИДОВ ГЛАВНОГО ПОЯСА И АСТЕРОИДОВ, СБЛИЖАЮЩИХСЯ С ЗЕМЛЁЙ

А. А. Резаева¹, М. П. Щербина^{1,2}

¹ Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова (МГУ)

² Государственный астрономический институт имени П. К. Штернберга Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова (ГАИШ МГУ)

Астероиды, сближающиеся с Землёй, рассматриваются и как потенциально опасные объекты, и как возможные источники внеземных ресурсов. Поэтому задача определения их характеристик на химико-минеральном уровне особенно актуальна и востребована. Используя наблюдательные данные, полученные в августе и сентябре 2013 г. С. И. Барабановым и другими сотрудниками Института астрономии Российской академии наук (ИНАСАН) на Терскольской обсерватории в диапазоне 0,35...0,7 мкм, а также в 2000 г. В. В. Бусаревым в Крымской лаборатории ГАИШ МГУ, была проведена обработка и моделирование спектров отражения. Для каждого из рассматриваемых астероидов была выполнена качественная (с использованием спектральной классификации Д. Толена) и количественная интерпретация (с использованием программы, разработанной для этих целей на базе языка программирования MatLab) химико-минерального состава, оценено относительное содержание в веществе основных минералов и определён спектральный класс. Кроме того, для астероидов Главного Пояса были определены метеоритные аналоги.

Ключевые слова: астероиды, АСЗ, спектральная классификация, химико-минеральный состав, спектр отражения, метеоритные аналоги.

ВВЕДЕНИЕ

Астероиды являются одними из древнейших объектов Солнечной системы, вещество которых не претерпело значительных изменений в ходе своей дальнейшей эволюции. Благодаря этому, зная качественную и количественную характеристику содержания тех или иных минералов, возможно проверять на реалистичность модели образования Солнечной системы [Сафронов, 1969]. В последние годы, особенно учитывая рост урбанизации, приобрела значительный вес проблема астероидно-кометной опасности [Шустов, Рыхлова, 2010]. Имея в наличии сведения о составе потенциально опасных астероидов, можно планировать эффективную стратегию защиты. Нельзя не отметить возросший интерес к добыче внеземных ресурсов [Brophy, Friedman, 2012]. В настоящее время ведутся разработки проектов миссий по захвату и выводу на окололунную орбиту околоземного астероида. Такой астероид может служить и источником ресурсов, и как новая база для внеземных наблюдений.

Резаева Арина Александровна — студентка, aa.rezaeva@physics.msu.ru

Щербина Марина Петровна — ведущий инженер, morskayaa906@yandex.ru

1. КЛАССИФИКАЦИЯ АСТЕРОИДОВ (СПЕКТРАЛЬНАЯ И ОРБИТАЛЬНАЯ ОКОЛОЗЕМНЫХ) И МЕТЕОРИТОВ

1.1. Спектральная классификация астероидов

Используемая в данной работе таксономическая классификация астероидов Д. Толена включает в себя 14 спектральных классов, разделённых на крупные группы [Tholen, 1984]:

- С-группа — примитивные объекты, не подвергшиеся в процессе эволюции значительному температурному влиянию, тёмные углеродистые тела;
- S-группа — астероиды, чье вещество подверглось полному или частичному плавлению, которое привело к разделению его на фракции;
- X-группа — астероиды, чье вещество подверглось нагреву до нескольких сотен градусов и претерпело при этом метаморфизм.

На рис. 1 представлен общий вид спектров, характерных для каждого из вышеперечисленных классов. Здесь классы D, T, B, C, F и G близки к С-типу, А, S, Q, R и V — к S-типу, а классы E, M, P условно отнесены к X-типу.

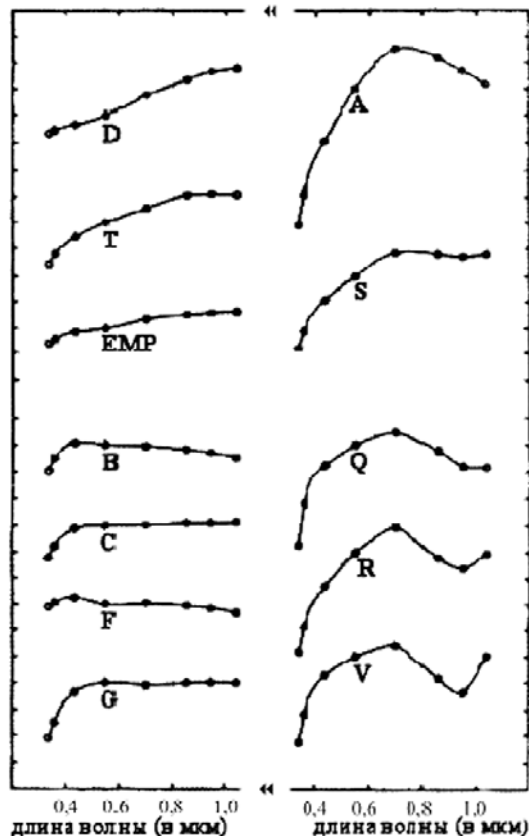


Рис. 1. Спектральные классы астероидов (по Д. Толену)

1.2. Классификация астероидов, сближающихся с Землёй, по их орбитам

Астероиды, сближающиеся с Землёй (АСЗ) — это астероиды с перигелийными расстояниями, меньшими или равными 1,3 а. е. [Шустов, Рыхлова, 2010]

АСЗ традиционно разделяют на несколько групп по их орбитам, а именно (рис. 2):

- астероиды типа Амура: перигелийные расстояния q больше, чем афелийное расстояние Земли ($1,0167 < q \leq 1,3$ а. е.). Астероиды этого типа могут приближаться к Земле извне, но не заходят внутрь её орбиты;
- астероиды типа Аполлона: перигелийные расстояния меньше, чем афелийное расстояние Земли, большие полуоси больше, чем у Земли ($a > 1$ а. е., $q \leq 1,0167$ а. е.). Астероиды этого типа могут проникать внутрь орбиты Земли.
- астероиды типа Атона: большие полуоси меньше, чем у Земли, афелийные расстояния больше перигелийного расстояния Земли ($a < 1$ а. е., $q \geq 0,983$ а. е.). Орбиты астероидов этого типа лежат в основном внутри орбиты Земли и только в окрестности афелиев выходят за её пределы;
- астероиды типа Атиры: орбиты целиком лежат в пределах земной орбиты ($Q < 0,983$ а. е.).

Потенциально опасные астероиды (ПОА) — это астероиды, орбиты которых в настоящую эпоху сближаются с орбитой Земли до расстояний, меньших или равных 0,05 а. е.

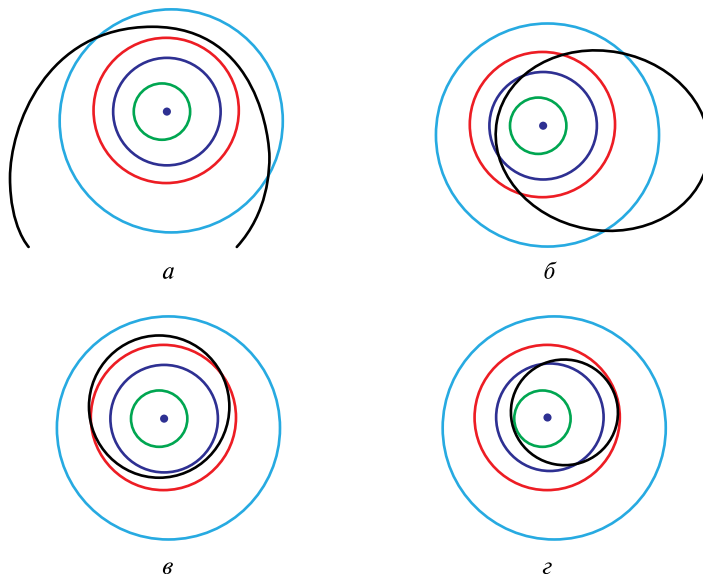


Рис. 2. Примерные круговые орбиты АААА-астероидов: Амура 1221 (а), Аполлона 1862 (б), Атона 2062 (в) и Атиры 163693 (г). Орбита Земли обозначена красным цветом, Марса — бирюзовым, астероида — чёрным

1.3. Классификация метеоритов

Выделяют три класса метеоритов: каменные, железные и железно-каменные [Бережной и др., 2012].

В свою очередь каменные метеориты разделяются на два подкласса: хондриты и ахондриты.

Элементный состав хондритов практически точно повторяет химический состав Солнца (при исключении наиболее летучих элементов, таких как водород, гелий и др.), из чего делается вывод, что хондриты образовались из вещества солнечного состава и не проходили дифференциацию, хотя, по-видимому, подверглись нагреванию.

Далее хондриты по степени окисленности содержащегося в них железа подразделяются на три класса: углистые, энстатитовые и обыкновенные.

Углистые хондриты имеют тёмную окраску, за которую ответственны магнетит, сажа, графит и органические соединения. Кроме того, углистые хондриты содержат водородосодержащие минералы и гидросиликаты (серпентин, хлорит, монтмориллонит и др.).

Далее углистые хондриты подразделяются на четыре группы (вторая буква названия — по имени характерного представителя группы): CI (I — Ivuna), CO (O — Ornans), CV (V — Vigarano), CM (M — Мигей).

CI-хондриты состоят преимущественно из гидратированных силикатов (из них преобладает септехлорит). Безводных силикатов (оливины, пироксены и др.) CI-хондриты не содержат, что указывает на то, что эти метеориты не подвергались сильному нагреванию. Кроме того, CI-хондриты не содержат хондр.

В CM-хондритах содержится 10...15 % связанной воды в составе гидросиликатов, 10...30 % объёма приходится на хондры.

В CO- и CV-хондритах содержится 1 % воды в связанном состоянии, преобладают безводные силикаты (пироксены, оливины и др.). В небольших количествах присутствует никелистое железо.

Обыкновенные хондриты представляют собой группу метеоритов, наиболее часто падающих на поверхность Земли. Структурные и минералогические особенности обыкновенных хондритов говорят о том, что эти метеориты испытали тепловой метаморфизм при температурах от 400 до 950 °С и при ударных давлениях до 1000 атм. Хондры обыкновенных хондритов часто имеют неправильную форму и заполнены обломочным материалом. Содержание железа в обыкновенных хондритах меняется от 18 до 30 %.

Энстатитовые хондриты содержат железо в основном в металлической фазе, т.е. в свободном (восстановленном) состоянии. А в их силикатных соединениях железа очень мало. Практически весь пироксен представлен в виде энстатита. Структурные и минералогические особенности энстатитовых хондритов показывают, что они испытали тепловой метаморфизм при температурах от 600 до 1000 °С. Хондры в таких хондритах находятся в тёмной мелкодисперсной матрице, имеют неправильную форму и заполнены обломочным материалом.

Ахондриты составляют около 10 % каменных метеоритов и являются дифференцированными метеоритами. Они не имеют хондр, их состав не похож на солнечный. Ахондриты представляют собой ряд от тел, практически

полностью состоящих из оливиновых и пироксеновых пород, до тел, сходных по структуре и составу с земными и лунными базальтами. В ахондритах мало железа, в основном они похожи на изверженные породы Земли и Луны, прошедшие магматические изменения. Предполагается, что ахондриты образовались из того же вещества, что и хондриты.

Железно-каменные метеориты делятся на два типа: палласиты и мезосидериты. Палласиты — такие метеориты, силикатные минералы которых состоят из кристаллов магнезиального оливина или их обломков, находящихся в матрице из никелистого железа. Мезосидериты — такие метеориты, силикатные минералы которых являются в основном перекристаллизованными смесями из разных силикатов, входящих также в ячейки металла.

Железные метеориты практически полностью состоят из никелистого железа и содержат небольшие количества минералов в виде включений. Железные метеориты классифицируются по химическому составу, а также по структуре.

В табл. 1 представлено возможное соотношение между спектральной классификацией астероидов по Толону и классами метеоритами [Gaffey, 2002].

Таблица 1. Метеоритные аналоги астероидных классов Толена

Класс астероида	Возможные метеоритные аналоги
A	Оливиновый ахондрит или палласит
B	С11-СМ2-группы или изменённые под влиянием воды и/или метаморфизма семейства материалов, предшествующих С11/СМ2-группам
C	
F	
G	
D	Обогащённые органикой частицы космической пыли? С11-СМ2 + органика?
P	
E	Энстатитовые ахондриты
M	Металлические метеориты (с возможными силикатными включениями) или энстатитовый хондрит?
Q	Обыкновенные хондриты
R	Пироксен-оливиновые ахондриты
S	Палласиты с аксессуарным пироксеном и/или железо-каменные метеориты с преобладанием оливина и/или уреилиты и примитивные ахондриты и /или CV/CO-хондриты
V	Базальтовые ахондриты

Подобная аналогия между классами астероидов и классами метеоритов имеет ряд противоречий. В частности, наиболее распространённый тип метеоритов — обыкновенные хондриты — является аналогом редкого класса астероидов Q, который встречается только среди АСЗ. А некоторые примитивные классы астероидов (P и D) вообще не имеют аналогов среди метеоритов.

2. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

В августе и сентябре 2013 г. на 2-м телескопе с призмным ПЗС-спектрометром (WI CCD 1240×1150) Терскольского филиала ИНАСАН в диапазоне 0,35...0,90 мкм с разрешающей силой $R=100$ была выполнена спектрометрия некоторых астероидов, которые рассматриваются в данной работе. Наблюдения были проведены С. И. Барабановым и другими сотрудниками ИНАСАН, которые работали в качестве операторов.

Кроме того, использовались данные, полученные в Крымской лаборатории ГАИШ МГУ в 2000 г. В. В. Бусаревым.

Первичная обработка данных производилась при помощи программы DECH [Галазутдинов, 1991], применялись стандартные процедуры, такие как коррекция плоского поля, учёт фона неба и т.д. Калибровка длин волн была выполнена по бальмеровской серии водорода спектра звезды α Peg. Полученные спектры отражения были нормированы на значение на длине волны 0,55 мкм. В качестве итоговых спектров взяты усреднённые спектры (или единичные с лучшим отношением сигнал/шум).

Частотная фильтрация и их полиномиальная аппроксимация проведена с помощью программного пакета ORIGIN 8.1.

В качестве итоговых спектров отражения астероидов были взяты усреднённые спектры или единичные с лучшим отношением сигнал/шум, если усреднение было невозможно из-за малого количества данных. Имея в распоряжении нормированные сглаженные спектры отражения астероидов, можно качественно судить об отношении их к тому или иному таксономическому классу и, соответственно — об их минералогии.

3. КОЛИЧЕСТВЕННАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ СПЕКТРОВ ОТРАЖЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ БАЗ ДАННЫХ RELAB И WINNIPEG И СООТНЕСЕНИЕ С МЕТЕОРИТНЫМИ АНАЛОГАМИ

3.1. Описание баз данных

Лаборатория Reflectance Experiment Laboratory (RELAB) (<http://www.planetary.brown.edu/relab/>) поддерживается NASA. Располагает двумя рабочими спектрометрами, доступными для учёных NASA, а именно:

- двунаправленный спектрометр, работающий в ближнем ультрафиолетовом, видимом и ближнем инфракрасном диапазонах;
- спектрометр FT-IR (Fourier transform infrared spectroscopy), работающий в ближней и средней инфракрасной областях.

В этой работе использовались данные, полученные с помощью двунаправленного спектрографа RELAB. Целью его создания и работы является достижение высокой разрешающей способности, высокой точности, получение двунаправленных спектров отражения земных материалов и материалов с других планет. Один из ключевых элементов его конструкции — возможность исследовать образцы при разных фазовых углах, которые задаются самим пользо-

вателем. Это позволяет исследователям воспроизводить естественные условия наблюдения для образцов даже массой 50 мг.

Лаборатория RELAB находится в университете Брауна (Brown), Провиденс, штат Род Айленд, США.

Лаборатория Planetary spectrophotometer facility (PSF), или также HOSERLab (<http://psf.uwinnipeg.ca/index.html>) была основана в 2003 г. для возможности анализа планетных материалов и их земных аналогов от микро до макромасштаба. Он необходим для доступности широкой общественности, изучающей планеты, полученных данных и образцов, чтобы способствовать этим исследованиям.

Лаборатория имеет в своём распоряжении множество разнообразных инструментов. В данной работе были использованы данные, полученные со следующих приборов:

- Analytical Spectral Devices (ASD) FieldSpecPro HR spectrometer — оборудованный оптоволоконным переносной аппарат, работающий в диапазоне 350...2500 нм, используя Silicon Array Detector (350...1000 нм) и два охлаждаемых с помощью эффекта Пельтье InGaAs фотодиода (SWIR1: 1000...1830 нм, SWIR2: 1830...2500 нм). Спектральное разрешение в диапазоне 3...7 нм, шаг инструмента — 1,4 нм, но данные повторно обрабатываются внутри инструмента так, что у выходных данных интервалы уже 1 нм.
- Ocean Optics Maya200 Pro spectrometer — уменьшенный в размерах по сравнению со средними спектрометр, работающий в диапазоне длин волн 200...1100 нм. Его эффективное спектральное разрешение составляет примерно 1,85 нм, а интервал между соседними точками в данных составляет 0,48 нм на 200 нм и 0,46 нм в диапазоне 400...1100 нм.
- Ocean Optics S2000 spectrometer — спектрометр, содержащий две дифракционные решётки, которые обеспечивают покрытие длин волн в диапазоне 200...826 нм и 521...1175 нм, со спектральным разрешением порядка 0,3...0,5 нм.

Лаборатория находится в университете Виннипега, штат Манитоба, Канада.

3.2. Работа алгоритма программы количественной интерпретации спектров отражения астероидов с использованием баз данных минералов

1. Пользователь загружает в программу спектр отражения исследуемого астероида.
2. Пользователь выбирает набор длин волн (далее они будут называться опорными точками), соответствующих особенностям данного спектра отражения астероида и принципиально возможным минеральным полосам поглощения.
3. Программа нормирует спектр отражения астероида на яркость на длине волны 0,55 мкм.
4. Пользователь выбирает классы минералов, которые будут использоваться для аппроксимации спектра отражения астероида.

5. В каждом из выбранных классов минералов программа отбирает такие минералы, что, во-первых, они во всех опорных точках отклоняются от спектра отражения астероида не более чем на три средних отклонения по всем минералам данного класса в каждой из опорных точек, и во-вторых, количество отобранных минералов не превышает установленного заранее максимального количества используемых минералов одного минерального класса. После этого шага мы имеем некоторый набор минералов из каждого класса.
6. Программа объединяет найденные минералы в разных минеральных классах в одну группу. С этой группой программа работает согласно предыдущему пункту. После этого шага мы имеем некоторый набор минералов отдельно для каждой опорной точки.
7. Программа отбирает из выделенных наборов минералы, встречающиеся в каждом из наборов. В итоге остаётся около трёх-четырёх минералов.
8. Спектры минералов, отобранных на предыдущем шаге, программа суммирует с такими весами, что итоговая сумма спектров минералов минимально отличается от спектра отражения исследуемого астероида.
9. Программа выводит на экран представленные на одном графике спектр отражения астероида и его приближение, полученное в предыдущем пункте, а также список минералов, использованных в приближении, их веса, а также ошибку приближения.

Таким образом, полученный в итоге работы программы список количественно характеризует минеральный состав астероида.

3.3 Работа алгоритма программы, сопоставляющей аналоги метеоритной базы с наблюдаемым спектром отражения астероида

Алгоритм данной программы практически полностью совпадает с алгоритмом количественной интерпретации спектров отражения астероидов с использованием базы данных минералов.

Итогом работы программы является подборка одного или двух метеоритов-аналогов, спектры отражения которых наилучшим образом аппроксимируют спектр отражения исследуемого астероида, а также построение изображений спектров отражения астероида и итоговой аппроксимации.

Если программа не находит метеоритные образцы, спектры отражения которых с приемлемыми ошибками приближают спектр отражения астероида, делается вывод, что наша база не располагает подходящими образцами. Это предположение обосновано обстоятельством, что соотношение между имеющимися на Земле классами метеоритов не вполне отражает реальное соотношение между классами астероидов-аналогов и классами метеоритов по причине наблюдательной селекции.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

4.1. Результаты работы программы, предоставляющей количественную интерпретацию спектров отражения

Для иллюстрации работы разработанной программы были выбраны спектры отражения астероидов AC3 и 9950 ESA (1990 VB)) и астероидов ГП (Церера и Веста).

1. Астероид 9950, Амурец, подробная информация предоставлена в табл. 2.

Таблица 2. Общие сведения об астероиде 9950

Период обращения, дни	Диаметр, км	Период вращения, ч	Диапазон изменения светового угла, град (в скобках приведена дата наблюдения)	Количество наблюдательных ночей	Количество полученных спектров	Другие особенности
1393,23	2,47	6,71	60,2 (08.09.2013)–59,7 (12.09.2013)	2	4	Геометрическое альbedo 0,1

На рис. 3 приведён спектр отражения астероида 9950 ESA, полученный С. И. Барабановым на базе Терскольской обсерватории в 2013 г., и приближение, полученное поздней версией программы. В табл. 3 собраны результаты изучения астероида ESA. Астероид был отнесён к классу A-S. Моделирование проводилось с использованием классов минералов оливины и пироксены.

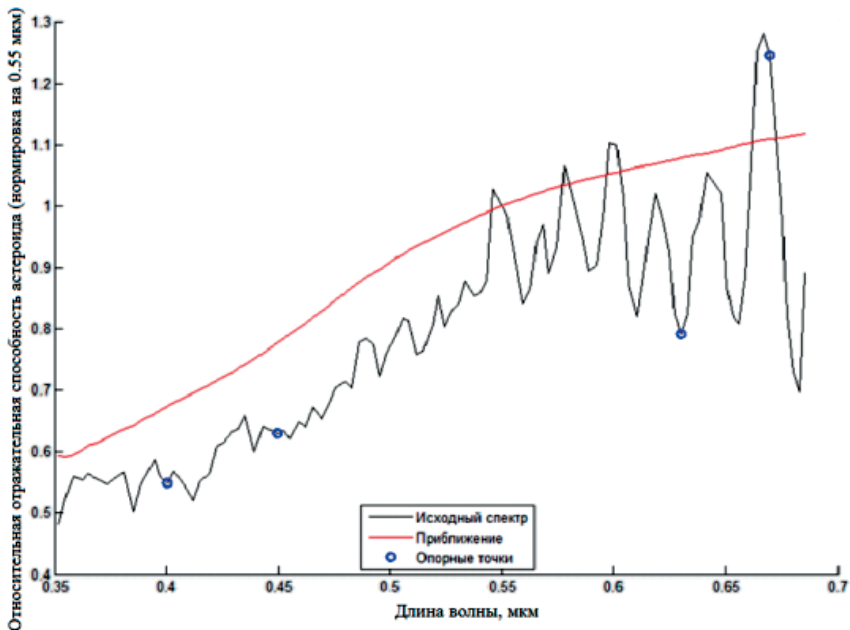


Рис. 3. Астероид ESA. Чёрным цветом изображён спектр отражения астероида, красным — модельное приближение

Таблица 3. Результаты для астероида 9950 (ESA)

Тип	Спектральный класс	Минералы согласно классу	Полосы поглощения (центральная длина волны и диапазон, мкм)	Минералы согласно аппроксимации	Содержание, в долях	Погрешность, в долях
Амурец	A-S	Гидросиликаты	0,37; 0,36...0,40; 0,63; 0,58...0,67 (окисленные соединения)	Monticellite (CaMgSiO ₄)	1	0,3

2. Астероид Церера, Главный пояс.

На рис. 4 приведён спектр отражения астероида Церера и его модельное приближение. Астероид был отнесён к классу G. В табл. 4 собраны результаты работы программы, аппроксимирующей спектр отражения астероида спектрами минералов. По результатам работы программы можно оценить содержание на данном астероиде пироксена и стекла (аналога лунного реголита).

Таблица 4. Результаты для астероида Церера

Тип	Спектральный класс	Минералы согласно классу	Полосы поглощения (центральная длина волны и диапазон, мкм)	Минералы согласно аппроксимации	Содержание, в долях	Погрешность, в долях
ГП	G	Гидросиликаты	0,37; 0,36...0,40; 0,63; 0,58...0,67 (окисленные соединения)	Лабрадорит Хризоколла ((Ca,Al) ₂ H ₂ SiO ₅ (OH) ₄ *nH ₂ O)	0,953 0,047	0,003

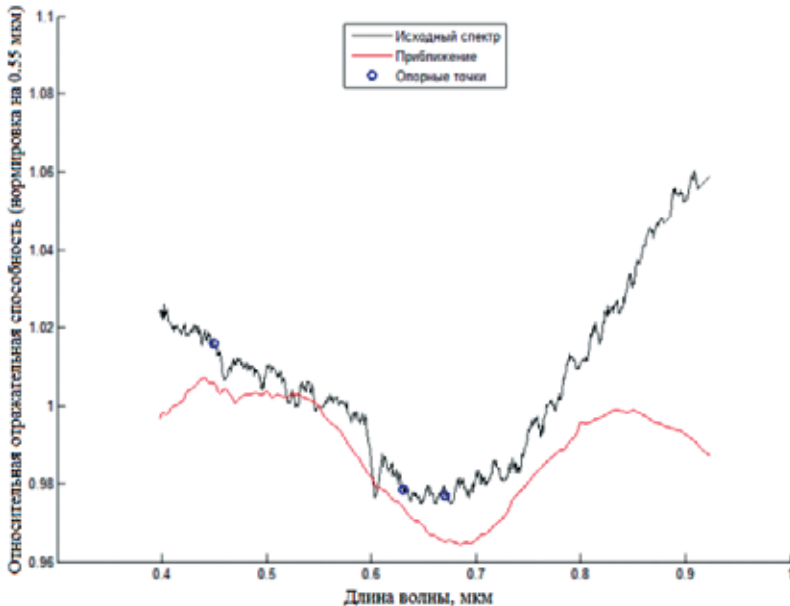


Рис. 4. Астероид Церера. Чёрным цветом изображён спектр отражения астероида, красным — модельное приближение

4.2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ ПРОГРАММЫ, СООТНОСЯЩЕЙ СПЕКТРЫ ОТРАЖЕНИЯ АСТЕРОИДОВ И МЕТЕОРИТОВ АНАЛОГОВ

В этой части работы были исследованы астероиды Главного пояса Церера (1 Ceres) и Веста (4 Vesta), спектры которых были получены В. В. Бусаревым в 2000 г. на базе Крымской лаборатории ГАИШ.

На рис. 5 и 6 приведены спектры отражения астероидов Церера и Веста и их модельные приближения спектрами отражения метеоритов, полученные программой.

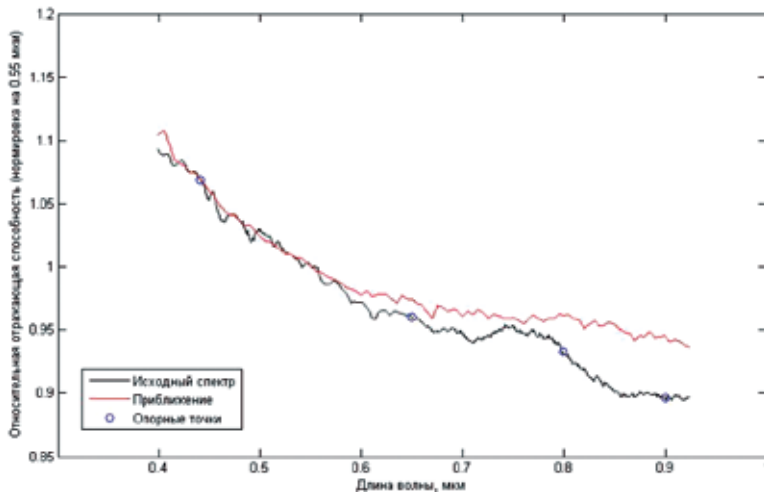


Рис. 5. Астероид Церера. Чёрным цветом изображён спектр отражения астероида, красным — модельное приближение

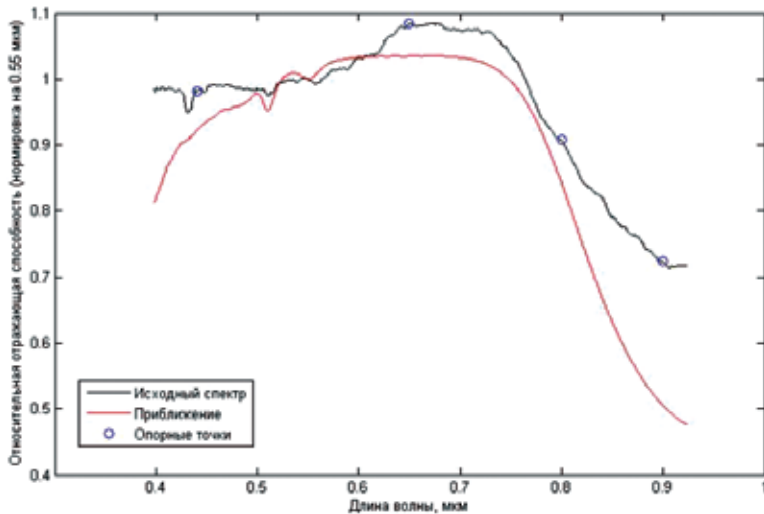


Рис. 6. Астероид Веста. Чёрным цветом изображён спектр отражения астероида, красным — модельное приближение

Результаты работы программы для астероидов Церера и Веста сведены в табл. 5.

Таблица 5. Результаты работы программы для астероидов Веста и Церера

Астероид	Класс астероида	Метеорит-аналог	Класс метеоритного аналога
Церера	G	Ivuna	Углистый хондрит
Веста	V	Millbillillie	Эвкрит, базальтовый ахондрит

Результаты адекватно соотносятся с принятыми представлениями о соотношении классов метеоритов с классами астероидов (см. табл. 1).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате работы были получены качественная и количественная интерпретация спектров астероидов, сближающихся с Землёй и астероидов Главного пояса. В данной работе не приведены все результаты, для наглядного примера были выбраны астероид, сближающийся с Землёй, 9950 и астероиды Главного Пояса Церера и Веста.

Также в работе были найдены метеоритные образцы-аналоги для астероидов ГП Весты и Цереры. Результаты этой части работы подтверждают принятые представления о классах метеоритов-аналогов для классов астероидов V и G.

В дальнейшем планируется увеличивать число исследованных подобным образом астероидов, и провести уточнение используемых моделей и алгоритмов.

ЛИТЕРАТУРА

- [Бережной и др., 2012] *Бережной А. А., Бусарев В. В., Ксанфомалити Л. В., Сурдин В. Г., Холишевников К. В.* Солнечная система. М.: Физматлит, 2012. 398 с.
- [Галазутдинов, 1991] *Галазутдинов Г. А.* Обработка астрономических спектров в ОС Windows с помощью программ DECH. Ч. 2. Обработка спектров (описание программы Dech20T и руководство пользователя) я: Препринт САО РАН. 1991.
- [Сафронов, 1969] *Сафронов В. С.* Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет. М.: Наука, 1969. 244 с. С. 179–189.
- [Шустов, Рыхлова, 2010] *Шустов Б. М., Рыхлова Л. В.* Астероидно-кометная опасность: вчера, сегодня, завтра. М.: Физматлит, 2010. 384 с.
- [Brophy, Friedman, 2012] *Brophy J. R., Friedman L.* Returning an entire near-earth asteroid in support of human exploration beyond low-earth orbit // Global Space Exploration Conference (GLEX-2012). 2012. 20 p.
- [Gaffey, 2002] *Gaffey M. J., Cloutis E. A., Kelley M. S., Reed K. L.* Mineralogy of asteroids // Asteroids III / Eds. W. F. Bottke Jr, A. Cellino, P. Paolicchi, R. P. Binzel. University of Arizona Press, 2002. P. 183–204.
- [Tholen, 1984] *Tholen D. J.* Asteroid taxonomy: From cluster analysis to photometry: Ph.D. thesis. Arizona: University of Arizona Press, 1984. 150 p.

QUALITATIVE AND QUANTITATIVE INTERPRETATION OF REFLECTANCE SPECTRA OF ASTEROIDS OF THE MAIN BELT AND NEA

A. A. Rezaeva¹, M. P. Scherbina^{1,2}

¹ Lomonosov Moscow State University (MSU)

² Sternberg Astronomical Institute (SAI)

Asteroids approaching the Earth (NEA) are also considered as potentially dangerous objects and possible sources of extraterrestrial resources. Therefore, the task of determining their characteristics at the chemical-mineral level is necessary and important. Using observations made in August and September 2013 by S. I. Barabanov and others (the Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences (INASAN)) at the Terskol Observatory in the 0.35...0.7 μm range, and at the Crimean Laboratory of the SAI Moscow State University by V. V. Busarev in 2000, reflection spectra of asteroids were processed and simulated. For each considered asteroid were determined a qualitative (with the use of D. Tolen's spectral classification) and a quantitative interpretation (using a program developed for these purposes on the basis of the MatLab programming language) of the chemical-mineral composition, the relative abundance of the main minerals and the spectral class. In addition, analogues of meteorites were determined for the asteroids of the Main Belt.

Keywords: asteroids, ASZ, spectral classification, chemical-mineral composition, reflection spectrum, analogues of meteorites.

Rezaeva Arina Alexandrovna — student, aa.rezaeva@physics.msu.ru

Scherbina Marina Petrovna — leading engineer, morskayaa906@yandex.ru

УЛЬТРАНИЗКОЧАСТОТНЫЕ КОМПРЕССИОННЫЕ КОЛЕБАНИЯ В МАГНИТОСФЕРЕ. АНАЛИЗ ДАННЫХ СПУТНИКОВОЙ СИСТЕМЫ THEMIS

А. В. Рубцов¹, П. Н. Магер², Д. А. Чуйко², Д. Ю. Климущкин^{1,2}

¹ Иркутский государственный университет (ИГУ)

² Институт солнечно-земной физики Сибирского отделения
Российской академии наук (ИСЗФ СО РАН)

Исследована компрессионная пульсация Pc5 со значительной полоидальной компонентой, обнаруженная в данных спутниковой системы THEMIS. Построены динамические спектры и вычислены параметры пульсации, определены параметры среды, по которым была смоделирована частота фундаментальной гармоники стоячей альфвеновской волны. Было показано, что наблюдаемая частота пульсации близка к альфвеновской частоте. Сделан вывод, что наблюдаемая волна является альфвеновской.

Ключевые слова: плазма, магнитогидродинамика, альфвеновские волны, магнитосфера.

ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день в магнитосфере зарегистрировано большое количество разнообразных альфвеновских волн. Они подразделяются на колебания с коротким (Pc1-2 и Pi1) и длинным (Pc3-5 и Pi2) периодом. Долгопериодические пульсации принято разделять на азимутально крупномасштабные волны (азимутальное волновое число $m \sim 1$) и азимутально мелкомасштабные волны ($m \gg 1$). Физическим обоснованием такого разделения является различие в источниках этих двух типов волн: альфвеновские колебания с малым m обычно генерируются магнитозвуковой волной, пришедшей с внешней границы магнитосферы, а волны с большим m — от источников внутри магнитосферы [Glassmeier, 1995]. Кроме того, длиннопериодические гидромагнитные волны в магнитосфере классифицируются в соответствии с преобладающей поляризацией [Anderson et al., 1990]: азимутально или тороидально поляризованные, если вектор магнитного поля колеблется в азимутальном направлении, радиально или полоидально поляризованные, если вектор магнитного поля колеблется в радиальном направлении, и компрессионные, если имеется значительное изменение модуля магнитного поля (в линейном приближении это означает наличие продольной составляющей магнитного поля волны). Волны с большим m обычно отождествляются с полоидальными альфвеновскими волнами, генерируемыми внутренними магнитосферными процессами или переменными токами инжектированных суббурями частиц. Такие волны доступны для экспериментального изучения с помощью спутников.

Рубцов Александр Валерьевич — студент, avrubcov@mail.ru

Климущкин Дмитрий Юрьевич — заведующий лабораторией, доцент, кандидат физико-математических наук

Магер Павел Николаевич — старший научный сотрудник, кандидат физико-математических наук

Чуйко Даниил Александрович — младший научный сотрудник, кандидат физико-математических наук

В данной работе представлен анализ возмущения магнитного поля, зафиксированного всеми пятью спутниками системы THEMIS (Time History of Events and Macroscale Interactions during Substorms) около 4:00 UTC 21 мая 2007 г., с целью определения его типа. Предварительно было выдвинуто предположение, что наблюдаемое возмущение является альфвеновской волной. Для его проверки были вычислены частота и альфвеновская скорость, а также рассмотрены спектр дифференциального энергетического потока ионов, их концентрация и давление плазмы. В качестве дополнительной проверки было проведено моделирование собственных частот фундаментальной гармонике тороидальной и полоидальной мод альфвеновской волны по известным параметрам среды с использованием дипольной модели магнитосферы и приближений однородной холодной и горячей плазмы.

ВЫЧИСЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПУЛЬСАЦИИ И СРЕДЫ

Система THEMIS представляет собой группу из пяти идентичных по конструкции спутников, запущенных NASA в феврале 2007 г. Каждый спутник оборудован инструментами для измерения магнитного поля и параметров потоков ионов с энергией от 5 эВ до 25 кэВ. 21 мая 2007 г. спутники находились в окрестности магнитной оболочки $L = 10R_E$ и двигались по направлению к Земле. На рис. 1 точками изображено положение спутников за 2 ч до и после обнаружения возмущения, а также траектория их движения за этот промежуток времени. Группа из близко расположенных спутников В, С и D удалилась от спутников А и Е примерно на $2R_E$. Необходимо отметить, что незадолго до обнаружения возмущения электростатический анализатор спутника Е, отвечающий за измерение параметров потоков частиц, перестал записывать данные, поэтому все последующие вычисления и анализ производились для четырёх спутников.

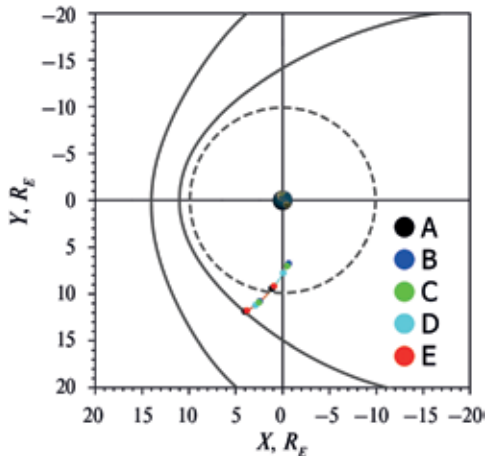


Рис. 1. Положения (точки) и траектория движения (линия, соединяющая точки) спутников системы THEMIS за 2 ч до и после обнаружения возмущения. На плоскости XY в системе координат GSE. Серой пунктирной линией обозначена магнитная оболочка $L = 10R_E$. Чёрными сплошными линиями показаны ударная волна и магнитопауза

На рис. 2 приведены графики вектора магнитного поля для каждого рассматриваемого спутника в системе координат GSE. На них, в интервале от 3,7 до 4,1 ч, видно возмущение. Для удобства последующих вычислений был осуществлён переход в систему координат, ориентированную по магнитному полю. Одна из осей этой системы координат направлена вдоль силовой линии, а остальные в азимутальном и радиальном направлениях (рис. 3).

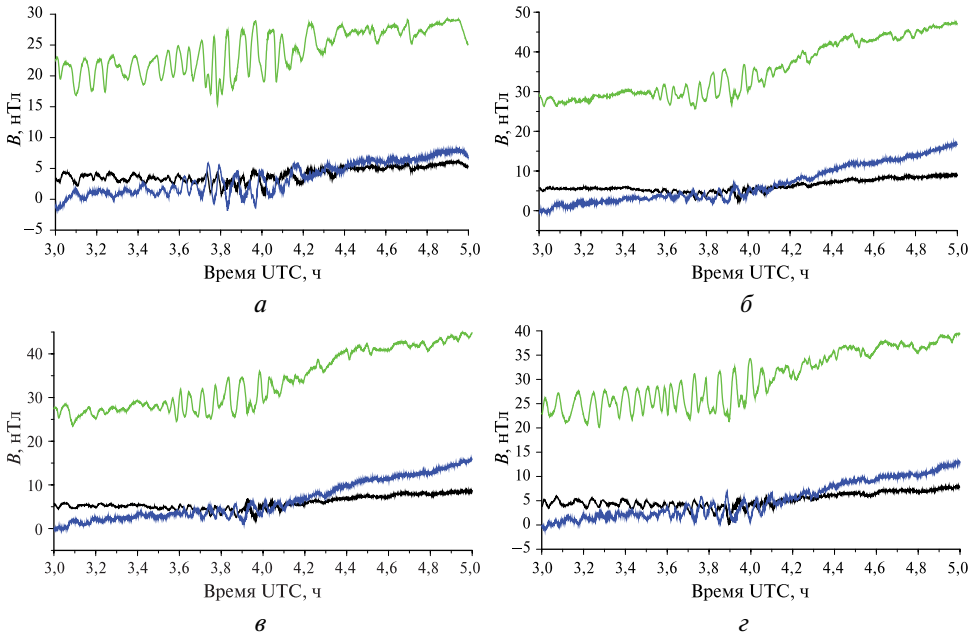


Рис. 2. Вектор магнитного поля \mathbf{V} , измеренный со спутников: a — А; b — В; v — С; z — D. Компоненты в системе GSE: X — чёрный, Y — синий, Z — зелёный

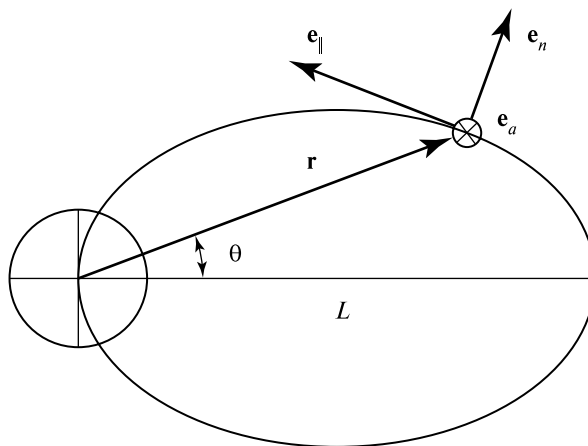


Рис. 3. Схема новой системы координат с продольным \mathbf{e}_{\parallel} , азимутальным \mathbf{e}_a и радиальным \mathbf{e}_n ортами. L — номер магнитной оболочки; \mathbf{r} — радиус-вектор; θ — угол отклонения от магнитного экватора

Единичные векторы, направленные согласно новой системе координат, вычисляются по следующим формулам:

$$\mathbf{e}_{\parallel} = \frac{\mathbf{B}_0}{|\mathbf{B}_0|}, \quad \mathbf{e}_a = \frac{[\mathbf{e}_{\parallel} \times \mathbf{r}]}{||[\mathbf{e}_{\parallel} \times \mathbf{r}]||}, \quad \mathbf{e}_n = [\mathbf{e}_a \times \mathbf{e}_{\parallel}],$$

где \mathbf{e}_{\parallel} , \mathbf{e}_a , \mathbf{e}_n — продольный, азимутальный и радиальный орты соответственно; \mathbf{B}_0 — низкочастотная часть вектора магнитного поля; \mathbf{r} — радиус-вектор. Величина \mathbf{B}_0 вычислялась с помощью оконного Sinc-фильтра низких частот с оконной функцией Блэкмана [Smith, 1999] и частотой отсечки $1/40 \text{ мин}^{-1}$. Результат такого перехода продемонстрирован на рис. 4, где изображены компоненты высокочастотной части вектора магнитного поля. Можно увидеть, что возмущение в продольном направлении является наибольшим, по сравнению с двумя другими направлениями.

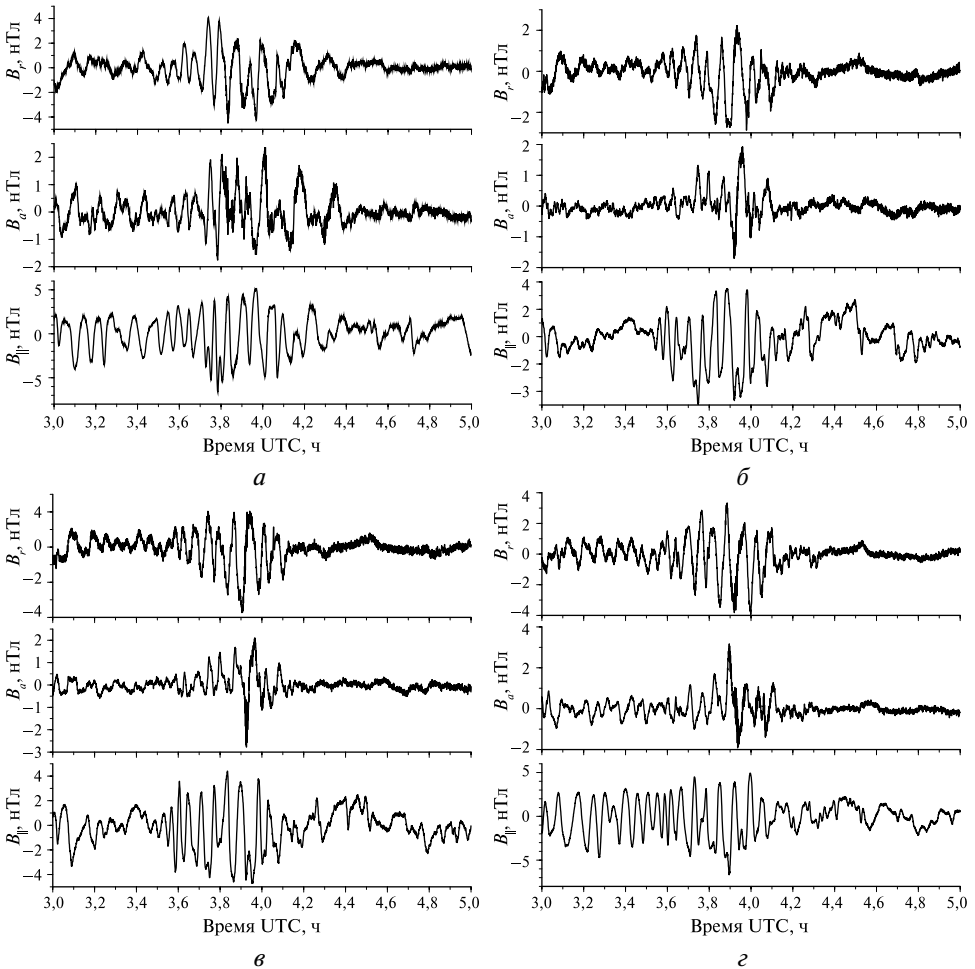


Рис. 4. Высокочастотные части вектора магнитного поля со спутников: *a* — А; *б* — В; *в* — С; *г* — D. Компоненты в новой системе координат: радиальная — B_r , азимутальная — B_a , продольная — B_{\parallel}

Одной из характерных величин альфвеновских волн является частота пульсации порядка единиц миллигерц и соответствующий ей период, отвечающий регулярным пульсациям Pc5. Для вычисления частоты обнаруженного возмущения магнитного поля использовалось дискретное вейвлет-преобразование, где в качестве вейвлет-функции взят вейвлет Морле, как наиболее простой и эффективный:

$$f(\omega(t - \tau)) = e^{i\omega(t - \tau) - c\omega^2(t - \tau)^2},$$

где τ — сдвиг по времени; t — рассматриваемый момент времени; ω — частота; c — константа, равная $1/8\pi^2$. В результате вейвлет-преобразования вычислялась амплитудная вейвлет-функция [Foster, 1996]:

$$F(\omega, \tau) = 2 \frac{\sum_{\alpha=1}^N x(t_\alpha) f^*(\omega(t_\alpha - \tau))}{\sum_{\alpha=1}^N e^{-c\omega^2(t_\alpha - \tau)^2}},$$

где $x(t_\alpha)$ — здесь, значение магнитного поля в момент времени t_α . Построенные в итоге динамические спектры (рис. 5) показали, что наблюдаемой волне соответствует диапазон частот от 3 до 6 мГц, а период этих колебаний, 170–330 с, соответствует диапазону регулярных пульсаций Pc5.

Второй характерной величиной альфвеновских волн является альфвеновская скорость порядка 1000 км/с. Она вычислялась по известным данным магнитного поля и концентрации ионов:

$$v_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}}.$$

Скорее всего, реальное значение альфвеновской скорости будет ниже вычисленного, поскольку инструменты спутников имеют ограничение на минимальную энергию регистрируемых ионов 5 эВ, т.е. множество холодных частиц, вносящих вклад в концентрацию, не учитываются. Функция распределения ионов по энергиям экспоненциально растёт при приближении энергии к нулю, поэтому для дополнения данных было решено провести линейную экстраполяцию по 10 точкам логарифма функции распределения, а затем совершить обратный переход к уже дополненной функции распределения. В свою очередь концентрация вычисляется как интеграл по энергии от функции распределения. В результате таких действий концентрация увеличилась в среднем более чем на $0,1 \text{ см}^{-3}$, что привело к уменьшению альфвеновской скорости до диапазона 1000–1400 км/с (рис. 6).

Несмотря на то, что частота возмущения и её альфвеновская скорость совпали с характерными значениями этих величин для альфвеновской волны, имела место необходимость проверить, является ли обнаруженная волна компрессионной, а также представлял интерес источник этой пульсации. Для этого сначала было проведено сравнение продольной компоненты вектора магнитного поля и плазменного давления. С помощью полосового фильтра был выделен диапазон частот, определённый ранее по динамическому спектру, и для удобства сравнения величины были нормированы на единицу.

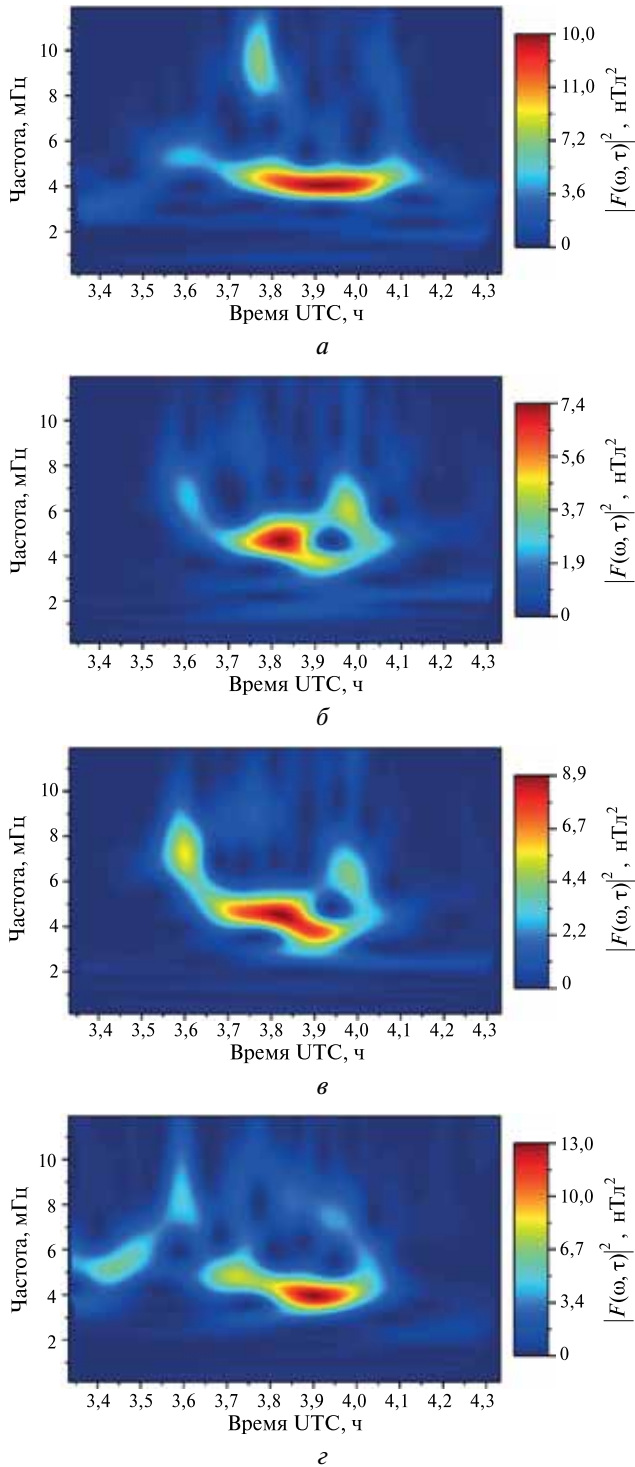


Рис. 5. Спектры продольного магнитного поля со спутников: *a* – А; *б* – В; *в* – С; *з* – D

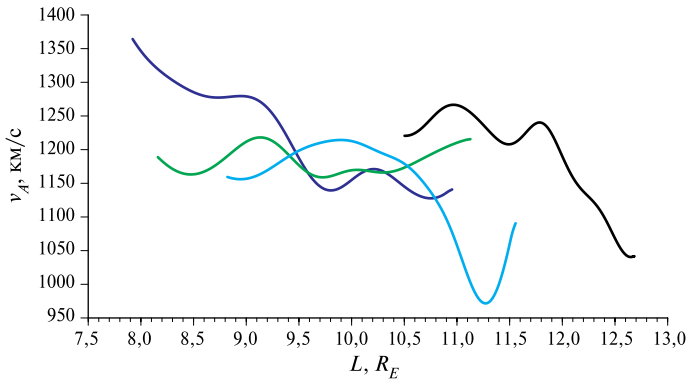


Рис. 6. Альфвеновская скорость, вычисленная по данным спутников А (чёрный), В (синий), С (зелёный) и D (голубой) в зависимости от L -оболочки

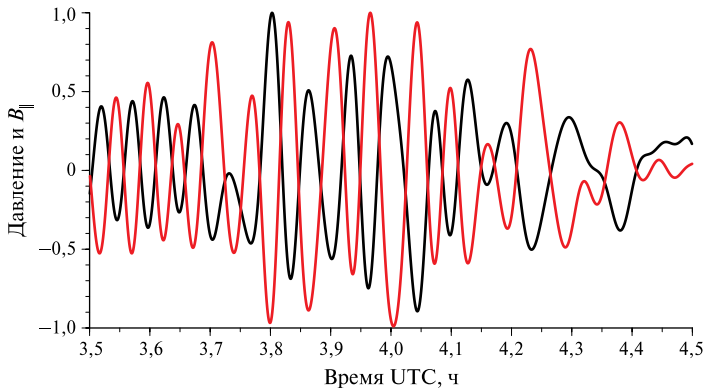
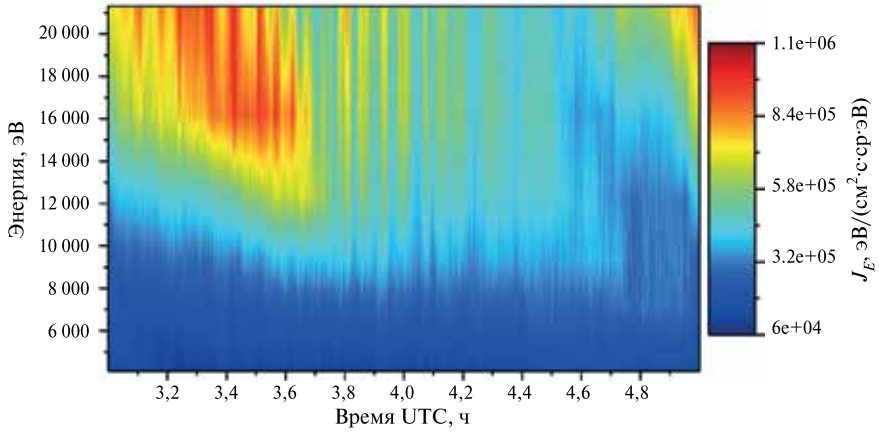


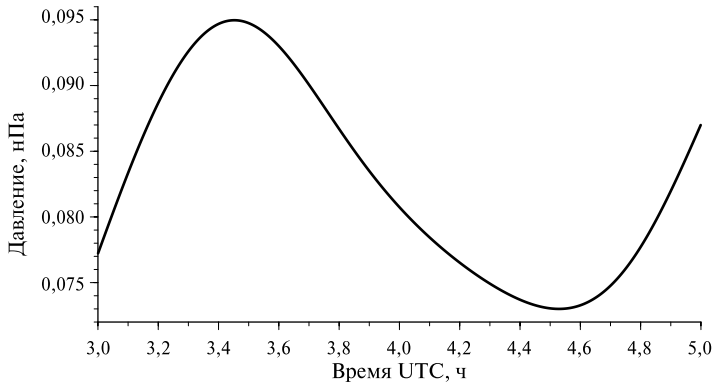
Рис. 7. Сравнение продольной компоненты вектора магнитного поля (красный) и плазменного давления (чёрный) по данным спутника А. Графики для остальных спутников выглядят аналогично

На рис. 7 обе величины представлены на одном графике, так что видно противофазное изменение этих параметров. Изменение в противофазе продольной составляющей вектора магнитного поля и плазменного давления является характерной чертой компрессионных пульсаций Pc5, к которым, в соответствии с приведёнными выше вычислениями, относится наблюдаемая волна [Меликян и др., 2013].

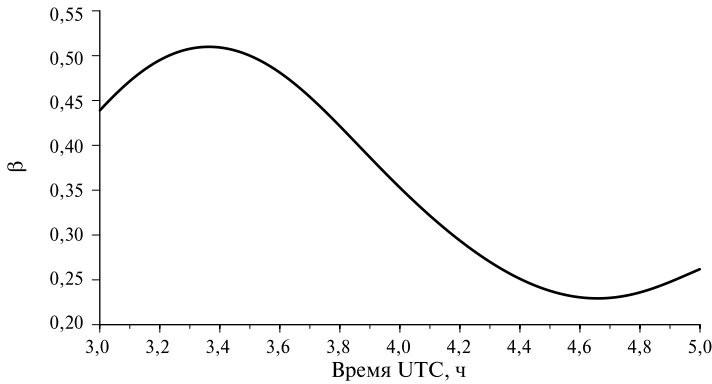
Также для анализа интерес представляет энергетический спектр дифференциального энергетического потока ионов (рис. 8а), на котором в виде красного пятна видна инжекция частиц с высокой энергией, около 20 кэВ, перед моментом обнаружения волны, а также последующая модуляция частиц в виде отдельных вертикальных жёлтых полос во время прохождения волны. В это же время произошло увеличение давления (рис. 8б) и величины β (рис. 8в), которая достигает сравнительно высокого значения 0,5. Было выдвинуто предположение, что впрыскивание высокоэнергичных частиц произошло в виде облака, размеры и скорость которого в азимутальном направлении можно вычислить.



a



б



в

Рис. 8. Параметры со спутника А: *a* — энергетический спектр дифференциального энергетического потока ионов J_E ; *б* — плазменное давление; *в* — величина β . Для остальных спутников эти графики выглядят аналогично

Для вычисления скорости было решено пронаблюдать за точкой максимума давления. Оказалось, что на каждом спутнике она достигалась в немного разные моменты времени, и мы посчитали эти разности по времени, Δt , для всех пар спутников. Поскольку все аппараты находились на разных участках орбиты (см. рис. 1), то для времени максимума давления была вычислена разность между магнитной долготой каждой пары спутников $\Delta\lambda$. Непосредственно скорость облака вычислялась как отношение $\Delta\lambda/\Delta t$. Усреднив полученные значения по всем парам спутников, получили величину скорости — 2 град/мин — и направление движения облака — на запад. Для вычисления размера облака в азимутальном направлении были выбраны точки, в которых величина давления в e раз меньше, чем в максимуме. Разница по времени между такими точками в окрестности максимума (в среднем около 0,6 ч), для каждого аппарата в отдельности, умножалась на ранее вычисленную скорость. Полученное таким образом значение, усреднённое по всем спутникам, составило 72° . Считая вычисленную скорость облака дрейфовой скоростью частиц, была проведена оценка их энергии:

$$\mathcal{E} \approx \frac{\omega_d}{L} \cdot \frac{10^3}{8},$$

где ω_d — дрейфовая скорость частиц в град/мин; \mathcal{E} — энергия в кэВ [Roederer, 1970]. В результате величина энергии составила 25 кэВ и оказалась близка к энергии инжектированных частиц.

МОДЕЛЬ СОБСТВЕННЫХ ЧАСТОТ АЛЬФВЕНОВСКОЙ ВОЛНЫ

Проведённые вычисления и анализ оказались очень оптимистичными, поэтому дополнительным этапом для определения типа волны было решено провести моделирование собственных частот фундаментальной гармонике тороидальной и полоидальной мод альфвеновской волны при известных параметрах среды. Задачей являлось не точное моделирование магнитосферы, а приближительная оценка значений, поэтому была использована дипольно-подобная модель и приближения однородной холодной и горячей плазмы. Исходные уравнения для данной модели выглядят следующим образом:

$$\left(\frac{\partial}{\partial l_{\parallel}} \sqrt{\frac{g_2}{g_1}} \cdot \frac{\partial}{\partial l_{\parallel}} + \sqrt{\frac{g_2}{g_1}} \cdot \frac{\omega^2}{v_A^2} \right) F_T = 0, \quad (1a)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial l_{\parallel}} \sqrt{\frac{g_1}{g_2}} \cdot \frac{\partial}{\partial l_{\parallel}} + \sqrt{\frac{g_1}{g_2}} \cdot \frac{\omega^2}{v_A^2} - \sqrt{\frac{g_1}{g_2}} \cdot \frac{2\beta}{R^2} \left(\frac{R}{2P} \cdot \frac{dP}{dL} + \gamma \right) \right) F_P = 0, \quad (16)$$

где F_T и F_P — функции тороидальной и полоидальной моды соответственно; ∂l_{\parallel} — производная вдоль силовой линии; g_i — коэффициенты метрического тензора; R — радиус кривизны силовой линии; P — плазменное давление; β — отношение плазменного давления к магнитному; γ — постоянная адиабаты; ω — собственная частота [Klimushkin et al., 2004]. Приближению холодной плазмы отвечает уравнение (16) без слагаемых, включающих давление ($\beta = 0$).

Для удобства вычислений был осуществлён переход от производной по продольной оси к производной по углу отклонения от магнитного экватора θ (геомагнитная широта): $dl_{\parallel} = h_{\theta} d\theta$ — где коэффициент h_{θ} выражается формулой (2а), коэффициенты g_i через угол θ выражаются формулами (2б) и (2в), а величина R — (2г).

$$h_{\theta} = L \cos \theta \sqrt{1 + 3 \sin^2 \theta}, \quad (2a)$$

$$\sqrt{g_1} = \frac{\cos^3 \theta}{\sqrt{1 + 3 \sin^2 \theta}}, \quad (2б)$$

$$\sqrt{g_2} = L \cos^3 \theta, \quad (2в)$$

$$R = \frac{L \cos \theta}{3} \cdot \frac{(1 + 3 \sin^2 \theta)^{3/2}}{1 + \sin^2 \theta}. \quad (2г)$$

Соответственно уравнения модели преобразовались в следующие дифференциальные уравнения второго порядка:

$$\left(\frac{v_A^2}{h_{\theta}^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{v_A^2}{h_{\theta}} \sqrt{\frac{g_1}{g_2}} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{h_{\theta}} \sqrt{\frac{g_2}{g_1}} \right) \frac{\partial}{\partial \theta} + \omega^2 \right) F_T = 0, \quad (3a)$$

$$\left(\frac{v_A^2}{h_{\theta}^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{v_A^2}{h_{\theta}} \sqrt{\frac{g_2}{g_1}} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{h_{\theta}} \sqrt{\frac{g_1}{g_2}} \right) \frac{\partial}{\partial \theta} + \omega^2 - v_A^2 \frac{2\beta}{R^2} \left(\frac{R}{2P} \frac{dP}{dL} + \gamma \right) \right) F_P = 0, \quad (3б)$$

Вычисление производных в уравнениях модели осуществлялось с помощью формул приближённого вычисления:

$$f' = \frac{f_{i+1} - f_{i-1}}{2h}, \quad f'' = \frac{f_{i+1} - 2f_i + f_{i-1}}{h^2},$$

где h — величина шага дифференцирования. В результате уравнения приняли следующий вид:

$$(2a_i + hb_i)f_{i+1} - (4a_i - 2h^2c_i - 2h^2\omega^2)f_i + (2a_i - hb_i)f_{i-1} = 0,$$

где a_i и b_i — множители перед второй и первой производной соответственно; c_i — слагаемое с давлением из уравнения (3б), $c_i = 0$ для уравнения (3а). В итоге получилась трёхдиагональная матрица, в каждой строке которой стоят величины, являющиеся множителями перед f_{i-1} , f_i и f_{i+1} , а собственным значениям отвечает слагаемое $2h^2\omega^2$, из которого легко выразить соответствующее значение частоты. Опытным путём было определено, что наиболее приемлемой по времени и точности расчёта является матрица размером 100×100 .

Сложность для вычислений представлял градиент давления, так как имела место необходимость разделения временной и пространственной зависимости в спутниковых данных. Поскольку спутники системы находились близко друг к другу, то для его вычисления было решено использовать метод наименьших квадратов. В результате аппроксимации, для каждого момента времени были получены функции линейной регрессии $P(L) = aL + b$, где $a = dP/dL$. Пример работы метода показан на рис. 9.

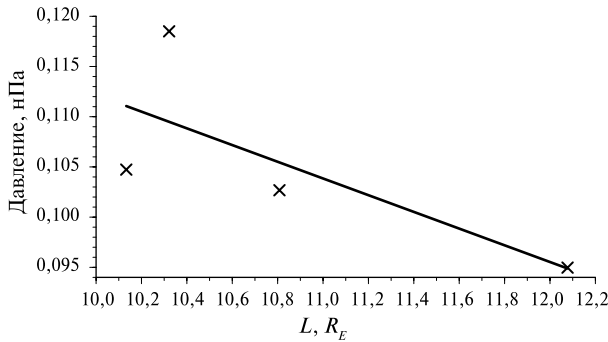


Рис. 9. Пример применения метода наименьших квадратов для вычисления градиента давления. Момент времени 3 ч 27 мин 8 с UTC 21 мая 2007 г. Крестиками обозначены данные давления в этот момент для каждого спутника с учётом L -оболочки, на которой они находились. Прямая линия — линейная регрессия в зависимости от L -оболочки

Для удобства вычислений, уравнения модели (3а), (3б) были обезразмерены, и только после вычисления собственных значений к ним возвращалась размерность частоты умножением на $v_{AЭ}/R_E$, где $v_{AЭ}$ — значение альфвеновской скорости на магнитном экваторе в км/с; R_E — радиус Земли в км. Поскольку спутники находились не точно на уровне экватора, то было необходимо совершить переход к соответствующему значению. Так как альфвеновская скорость зависит от величин магнитного поля и плотности, то её зависимость от геомагнитной широты выражалась через формулы для B и ρ :

$$B = B_{\text{Э}}(L) \frac{\sqrt{1 + 3\sin^2 \theta}}{\cos^6 \theta}, \quad \rho = \rho_{\text{Э}}(L) \cos^{-2\alpha} \theta,$$

где $B_{\text{Э}}$ и $\rho_{\text{Э}}$ — значения магнитного поля и плотности на магнитном экваторе; α — показатель степени из предположения $\rho \sim r^{-\alpha}$, где $r = L \cdot \cos^2 \theta$, при вычислениях использовалось значение $\alpha = 2$. Соответственно значение альфвеновской скорости на экваторе вычисляется по формуле:

$$v_{AЭ} = v_A \frac{\cos^{6-\alpha} \theta_s}{\sqrt{1 + 3\sin^2 \theta_s}},$$

где θ_s — геомагнитная широта, на которой находился спутник.

Величина β имеет зависимость от геомагнитной широты через B^2 в знаменателе, поэтому для неё также было осуществлено вычисление значения на магнитном экваторе.

В результате всех преобразований и вычислений были получены значения собственных частот фундаментальной гармонике тороидальной и полоидальной мод альфвеновской волны. Для большей наглядности на рис. 10 они наложены на ранее построенные спектры. Видно, что получившиеся значения альфвеновской частоты близки к частотам возмущения, однако более правильным было бы расположение волны между линиями тороидальной и полоидальной мод при учёте конечного плазменного давления. Эту погрешность можно объяснить неточностью использовавшейся модели магнитосферы, но она не оказывает существенного влияния на интерпретацию результата.

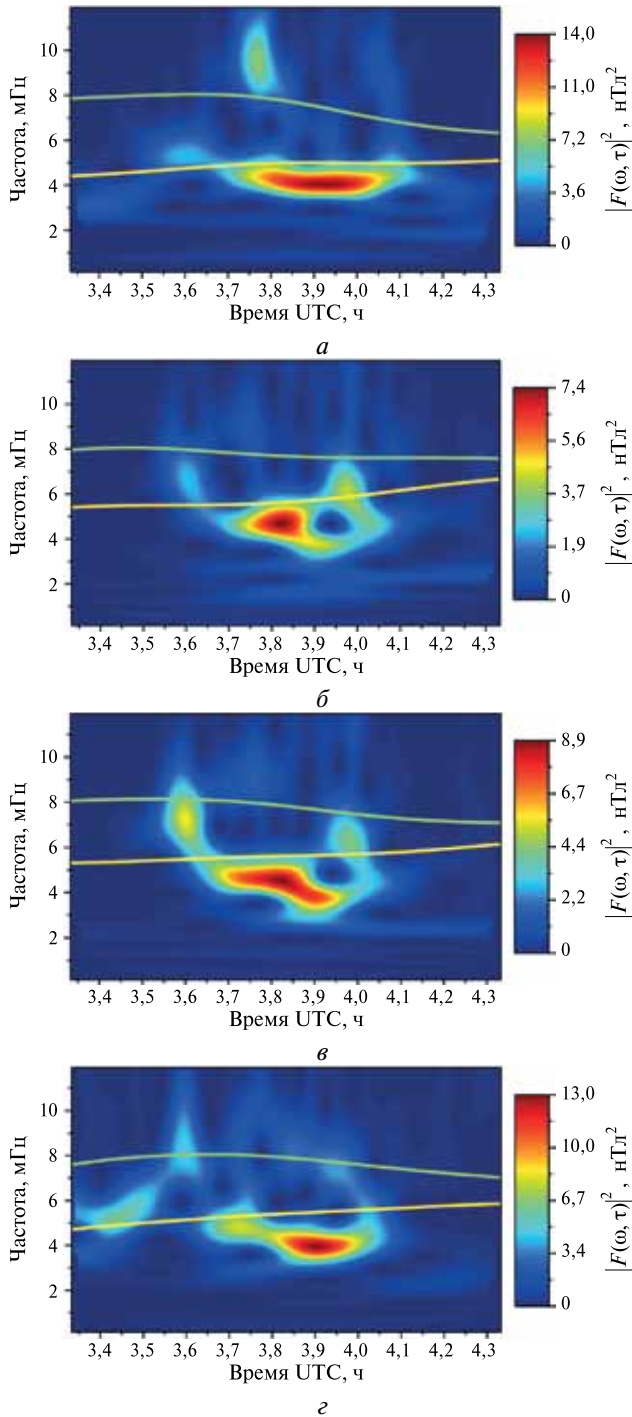


Рис. 10. Собственные частоты фундаментальной гармоники тороидальной (жёлтая линия) и полоидальной (зелёная линия) мод альфвеновской волны в горячей однородной плазме, наложенные на динамические спектры продольного магнитного поля со спутников: *a* — А; *б* — В; *в* — С; *г* — D

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в результате проведённых вычислений и анализа данных можно утверждать, что событие, зафиксированное спутниками системы THEMIS около 4:00 UTC 21 мая 2007 г., является альфвеновской компрессионной волной со значительной полоидальной компонентой, которая была порождена облаком частиц с энергией около 20 кэВ.

Отметим, что компрессионный характер пульсации не противоречит выводу об альфвеновской природе наблюдаемой волны, поскольку в плазме конечного давления в кривом магнитном поле альфвеновская волна обладает значительной продольной компонентой магнитного поля [Klimushkin et al., 2004].

В работе использовались данные спутниковой системы THEMIS с сайта CDAWeb (<http://cdaweb.sci.gsfc.nasa.gov>). В частности, данные ESA (ответственный: V. Angelopoulos, C. W. Carlson, J. McFadden), FIT и STATE (ответственный: V. Angelopoulos).

Работа частично поддержана грантом РФФИ (проект № 16-05-00254).

ЛИТЕРАТУРА

- [Меликян и др., 2013] Меликян К. А., Пилипенко В. А., Козырева О. В. Пространственная структура Pc5-волн во внешней магнитосфере по наблюдениям на спутниках THEMIS // Космические исследования. 2013. Т. 51. № 3. С. 179–190.
- [Anderson et al., 1990] Anderson B. J., Engebretson M. J., Rounds S. P., Zanetti L. J., Potemra T. A. A statistical study of Pc 3-5 pulsations observed by the AMPTE/CCE magnetic fields experiment. I. Occurrence distributions // J. Geophys. Res. 1990. V. 95. P. 10495–10523.
- [Foster, 1996] Foster G. Wavelets for period analysis of unevenly sampled time series // Astronomical J. 1996. V. 112. No. 4. P. 1709–1729.
- [Glassmeier, 1995] Glassmeier K.-H. ULF pulsations // Handbook of Atmospheric Electrodynamics. 1995. V. 2. P. 463–502.
- [Klimushkin et al., 2004] Klimushkin D. Yu., Mager P. N., Glassmeier K.-H. Toroidal and poloidal Alfvén waves with arbitrary azimuthal wave numbers in a finite pressure plasma in the Earth's magnetosphere // Ann. Geophys. 2004. V. 22. P. 267–288.
- [Roederer, 1970] Roederer J. G. Dynamics of geomagnetically trapped radiation. N. Y.: Springer-Verlag, 1970.
- [Smith, 1999] Smith S. W. The Scientist and Engineer's Guide to Digital Signal Processing. 2nd ed. California Technical Publishing, 1999.

ULTRA-LOW-FREQUENCY COMPRESSIONAL OSCILLATIONS IN THE MAGNETOSPHERE. DATA ANALYSIS OF THE SATELLITE SYSTEM THEMIS

*A. V. Rubtsov*¹, *P. N. Mager*², *D. A. Chuiko*², *D. Yu. Klimushkin*^{1,2}

¹ Irkutsk State University (ISU)

² Institute of Solar-Terrestrial Physics of Russian Academy of Sciences, Siberian Branch
(ISTP SB RAS)

The compressional Pc5 pulsation with a significant poloidal component found in the THEMIS data was investigated. Dynamic spectra were plotted and the parameters of pulsation as well as the parameters of the environment were determined. Based on the found parameters of the environment, the frequency of the fundamental harmonic of the standing Alfvén wave was simulated. It was shown that the observed pulsation frequency is close to the Alfvén frequency. Thus, it was concluded that the observed wave is the Alfvén mode.

Keywords: plasma, magnetohydrodynamics, Alfvén waves, magnetosphere.

Rubtsov Aleksandr Valeryevich — student, avrubcov@mail.ru

Klimushkin Dmitry Yurievich — head of laboratory, assistant professor, PhD

Mager Pavel Nikolaevich — senior researcher, PhD

Chuiko Daniil Alexandrovich — junior researcher, PhD

РЕЗОНАНСЫ В КОМПТОНОПОДОБНЫХ ПРОЦЕССАХ РАССЕЯНИЯ ВО ВНЕШНЕЙ ЗАМАГНИЧЕННОЙ СРЕДЕ

Д. А. Румянцев, Д. М. Шленёв, А. А. Ярков

Ярославский государственный университет

Рассмотрены возможные резонансные эффекты в древесных двухвершинных амплитудах для переходов $jf \rightarrow j'f'$ в постоянном однородном магнитном поле произвольной напряжённости и в присутствии замагниченной плазмы, состоящей из заряженных фермионов. В качестве приложения полученных результатов вычислен коэффициент поглощения фотона в процессе рассеяния фотона на электронах замагниченной плазмы, $\gamma e \rightarrow \gamma' e'$ в области резонанса. Получено сечение данного процесса и проведено его сравнение с имеющимися в литературе результатами.

Ключевые слова: магнитное поле, плазма, астрофизика.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время стало установленным фактом, что наличие магнитного поля в широком классе астрофизических объектов представляет типичную ситуацию для наблюдаемой Вселенной. Особый интерес представляют объекты с индукцией магнитного поля масштаба так называемого критического значения $B_e = m^2/e = 4,41 \cdot 10^{13}$ Гс (мы используем естественную систему единиц, в которой $c = \hbar = k_B = 1$; m — масса электрона; m_f — масса фермиона; e_f — заряд фермиона; $e > 0$ — элементарный заряд). К ним, в частности, относятся изолированные нейтронные звёзды, включающие в себя радиопульсары и так называемые магнитары, обладающими магнитными полями с индукцией от 10^{12} Гс (радиопульсары) до $4 \cdot 10^{14}$ Гс (магнитары). Анализ спектров излучения как радиопульсаров, так и магнитаров свидетельствует также о наличии плотной электрон-позитронной плазмы в их магнитосферах. Такие экстремальные условия будут оказывать существенное влияние на квантовые процессы, где в конечном или начальном состоянии могут присутствовать как электрически заряженные, так и электрически нейтральные частицы, например, электроны и фотоны. Кроме того, внешняя активная среда может катализировать реакции с участием таких экзотических частиц, как аксионы, фамилонны и т. п., что представляет интерес для поиска новой физики за пределами стандартной модели.

Среди квантовых процессов, свойства которых существенно, а иногда принципиально меняются под воздействием замагниченной среды, особый интерес для астрофизики представляют одно- и двухвершинные процессы. Это обусловлено тем, что с точки зрения влияния микрофизических процессов на макроскопические характеристики астрофизических объектов (например, скорость потери энергии, число рождаемых частиц, коэффициент диффузии

Румянцев Дмитрий Александрович — кандидат физико-математических наук, rda@uniyar.ac.ru

Шленёв Денис Михайлович — аспирант, allen_caleb@rambler.ru

Ярков Алексей Анатольевич — студент, al2l@mail.ru

и т. п.) существенными будут лишь те реакции, которые дают лидирующие, по константам связи, вклады.

Исследование одно- и двухвершинных процессов во внешней активной среде (электромагнитном поле и/или плазме), имеет довольно длинную историю.

Так, в работе [Боровков и др., 1999] были получены наиболее общие выражения для двухвершинных древесных амплитуд вида $jj \rightarrow j'f'$ в постоянном однородном магнитном поле и скрещенном поле для различных комбинаций вершин скалярного, псевдоскалярного, векторного и аксиально-векторного типов. В недавней работе [Kuznetsov et al., 2015] этот результат был обобщён на случай взаимодействия обобщённых токов j и j' с замагниченной плазмой, состоящей из заряженных фермионов. С другой стороны, подобного обобщения для одновершинных процессов, несмотря на непрекращающиеся исследования [Гвоздев, Осокина, 2012; Barbieri, Mohapatra, 1989; Erber, Latal, 2003; Kuznetsov, Mikheev, 2003; Latal, 1986; Semionova et al., 2010], по-видимому, ранее не проводилось. В частности, в данной работе мы попытаемся заполнить этот пробел. Кроме того, результаты работы [Kuznetsov et al., 2015] можно дополнить, если учесть также возможность проявления резонанса на виртуальном фермионе в процессе $jj \rightarrow j'f'$. Отметим, что резонанс подобного типа для электродинамического процесса с двумя векторными вершинами, $\gamma e \rightarrow \gamma e$, в настоящее время представляет огромный интерес для астрофизических приложений к задаче формирования спектров излучения в магнитосферах нейтронных звёзд [Gonthier et al., 2014, Mushtukov et al., 2016]. В этих работах исследование резонанса в реакции $\gamma e \rightarrow \gamma e$ проводилось для конечной ширины резонансных пиков, что представляет собой достаточно громоздкую вычислительную задачу. С другой стороны, использование функциональной аппроксимации пиков может не только значительно упростить вычисления, но и позволяет также рассмотреть резонансы в реакциях общего вида $jj \rightarrow j'f'$.

В настоящей работе мы подробно исследуем двухвершинные процессы $jj \rightarrow j'f'$ в замагниченной среде, в древесном приближении, с учётом возможного резонанса на виртуальном фермионе. В качестве приложения полученных результатов мы анализируем реакцию резонансного рассеяния фотона на электроны в условиях магнитосферы радиопульсара, вычисляем коэффициент поглощения фотона в данном процессе и проводим сравнение с имеющимися в литературе результатами.

АМПЛИТУДЫ РЕАКЦИЙ ВИДА $jj \rightarrow j'f'$ В ОБЛАСТИ РЕЗОНАНСА

Для анализа обобщённых амплитуд рассеяния $jj \rightarrow j'f'$ мы будем использовать эффективный лагранжиан взаимодействия токов j с фермионами в следующей форме:

$$L(x) = \sum g_k [\bar{\Psi}_f(x) \Gamma_k \Psi_f(x)] J_k, \quad (1)$$

где индекс $k = S, P, V, A$ соответствует матрицам Γ_k , $\Gamma_S = 1$, $\Gamma_P = \gamma_5$, $\Gamma_V = \gamma_\alpha$, $\Gamma_A = \gamma_\alpha \gamma_5$, $J_k(x)$ — операторы обобщённых токов ($J_S, J_P, J_{V\alpha}$ или $J_{A\alpha}$), g_k — соответствующие константы взаимодействия и $\Psi_f(x)$ — операторы фермионного поля.

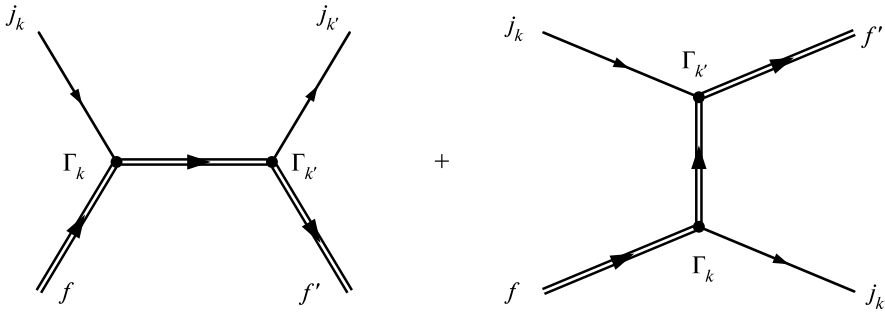


Рис. 1. Диаграммы Фейнмана для реакции $jf \rightarrow j'f'$. Двойные линии означают, что влияние внешнего поля на начальное и конечное состояние фермиона учтено точно

В общем случае, исходя из лагранжиана (1), S -матричный элемент процесса $jf \rightarrow j'f'$, который в древесном приближении описывается диаграммами Фейнмана, изображёнными на рис. 1, может быть представлен в виде:

$$S_{k'k}^{s's} = -g_k g_{k'} \int d^4 X d^4 Y \langle J_k(X) j_{k'}(Y) \rangle \left[\bar{\Psi}_{p',l'}^{s'}(Y) \Gamma_{k'} \hat{S}(Y, X) \Gamma_k \Psi_{p,l}^s(X) \right] + (J_k, \Gamma_k \leftrightarrow J_{k'}, \Gamma_{k'}). \quad (2)$$

Здесь $p^\mu = (E_l, \vec{p})$ и $p'^\mu = (E_{l'}, \vec{p}')$ — четырёхмерные векторы энергии-импульса начального и конечного фермиона, находящихся на уровнях Ландау l и l' соответственно, $\Psi_{p,l}^s(X)$ — волновые функции фермионов в присутствии внешнего магнитного поля, s и s' обозначают поляризационные состояния начального и конечного фермиона соответственно, токи между угловыми скобками обозначают матричный элемент между соответствующими начальным и конечным состояниями, $\langle J_k(X) J_{k'}(Y) \rangle = j_k(X) j_{k'}(Y)$, $X^\mu = (X_0, X_1, X_2, X_3)$, $Y^\mu = (Y_0, Y_1, Y_2, Y_3)$.

Токи $j_k(X)$ и $j_{k'}(Y)$ могут быть, в свою очередь, представлены в виде плосковолновых решений с амплитудами $j_k(q)$ и $j_{k'}(q')$ следующим образом:

$$j_k(X) = \frac{e^{-i(qX)}}{\sqrt{2q_0V}} j_k(q), \quad q^\alpha = (q_0, \vec{q}), \quad (3)$$

$$j_{k'}(Y) = \frac{e^{i(q'Y)}}{\sqrt{2q'_0V}} j_{k'}(q'), \quad q'^\alpha = (q'_0, \vec{q}'), \quad (4)$$

где $V = L_x L_y L_z$ — нормировочный объём.

Целесообразно использовать решения уравнения Дирака, являющиеся собственными функциями для ковариантного оператора

$$\hat{\mu}_z = m_f \Sigma_z - i\gamma_0 \gamma_5 [\vec{\Sigma} \times \vec{P}], \quad (5)$$

где $\vec{\Sigma} = \gamma_0 \gamma_5 \vec{\gamma}$ и $\vec{P} = -i\vec{\nabla} + e_f \vec{A}$.

Такие решения дают возможность построить парциальные амплитуды, которые, с точностью до одинаковой для обеих диаграмм комплексной фазы, бу-

дуг обладать явной лоренц-инвариантностью. Мы работаем в системе отсчёта, где магнитное поле направлено вдоль оси z и используем калибровку, в которой 4-потенциал имеет вид $A^\mu = (0, 0, B_x, 0)$. Удобно использовать следующее обозначение $\beta = |e_f| B$ и ввести заряд фермиона $\eta = e_f / |e_f|$. В этом случае собственные функции оператора $\hat{\mu}_z$ имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} \Psi_{p,l}^s(x) &= \frac{\exp[-i(E_l X_0 - p_y X_2 - p_z X_3)] \Phi_{p'l}^s(X_1)}{\sqrt{2E_l L_y L_z}}, \\ E_l &= \sqrt{M_l^2 + p_z^2}, \quad M_l = \sqrt{m_f^2 + 2\beta l}. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Для анализа возможных резонансных эффектов в процессах $jf \rightarrow j'f'$ будем использовать пропагатор фермиона в виде суммы по уровням Ландау [Kuznetsov, Mikheev, 2013].

$$\begin{aligned} \hat{S}(X, X') &= \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{s=\pm 1} \int \frac{dp_0 dp_y dp_z \exp[-i(p(X - X')_{\parallel} + ip_y(X_2 - X'_2))] \Phi_{pn}^s(X_1) \bar{\Phi}_{pn}^s(X'_1)}{(2\pi)^3 [p_{\parallel}^2 - M_n^2 - R_{\Sigma}^s(p) + iI_{\Sigma}^s(p)]}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь четырёхмерные векторы с индексом \parallel относятся к подпространству Минковского $\{0,3\}$, $a_{\parallel}^{\mu} = (a_0, 0, 0, a_3)$.

Возникающие в знаменателе пропагатора (7) реальная, $R_{\Sigma}^s(p)$, и мнимая, $I_{\Sigma}^s(p)$, части собственного значения массового оператора фермиона, соответствующие поляризованному значению s , есть результат вычисления радиационных поправок к массе фермиона в замагниченной плазме. В частности, мнимая часть $I_{\Sigma}^s(p)$ может быть получена из результатов работ [Борисов и др., 1997; Жуковский и др., 1994] и представлена в виде:

$$I_{\Sigma}^s(p) = -\frac{1}{2} p_0 \Gamma_n^s, \quad (8)$$

где \tilde{A}_n^s — полная ширина поглощения фермиона, находящегося в поляризованном состоянии s и занимающем уровень Ландау n .

Реальная часть массового оператора, $R_{\Sigma}^s(p)$ определяет изменение (по сравнению с вакуумным) закона дисперсии фермиона в присутствии замагниченной плазмы. Однако, как показывает анализ, в магнитных полях, характерных для большинства известных астрофизических объектов, возникающая поправка оказывается несущественной [Kuznetsov, Mikheev, 2013; Sokolov, Ternov, 1986].

Интегрируя (7) по $dX_0 dX_2 dX_3$ и по $dY_0 dY_2 dY_3$, получим матричный элемент в виде:

$$S_{k'k}^{s's} = \frac{i(2\pi)^3 \delta_{0,y,z}^{(3)}(P - p' - q')}{\sqrt{2q_0 V 2q'_0 V 2E_l L_y L_z 2E_{l'} L_y L_z}} M_{k'k}^{s's}, \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned}
 M_{k'k}^{s's} &\approx ig_k g_{k'} j_{k'}'(q') j_k(q) \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{s''} \int dX_1 dY_1 \exp[-iX_1 q_x + iY_1 q'_x] \times \\
 &\times \frac{\Phi_{p'l'}^{s'}(Y_1) \Gamma_{k'} \Phi_{pn}^{s''}(Y_1) \bar{\Phi}_{pn}^{s''}(X_1) \Gamma_k \Phi_{pl}^s(X_1)}{P_{\parallel}^2 - M_n^2 + iI_{\Sigma}^{s''}(P)} + \\
 &+ (j_k(q), \Gamma_k, P, q \leftrightarrow j_{k'}'(q'), \Gamma_{k'}, P', -q'), \quad (10) \\
 P_{\alpha} &= (p+q)_{\alpha}, \quad P'_{\alpha} = (p-q')_{\alpha}, \quad \alpha = 0, 2, 3.
 \end{aligned}$$

Анализ амплитуды (10) позволяет выделить две возможные ситуации:

- 1) при $l, l' > n$ реальная часть знаменателя не обращается в ноль, что говорит о невозможности реализации резонанса на виртуальном фермионе. Этот случай был проанализирован в работе [Kuznetsov et al., 2015], в которой были найдены наборы амплитуд для всевозможных комбинаций вершин скалярного, псевдоскалярного, векторного и аксиально-векторного типов;
- 2) если $l, l' < n$, существуют решения уравнения $P_{\parallel}^2 - M_n^2 = 0$, т.е. виртуальный электрон становится реальным с определённым законом дисперсии и имеет место резонанс на виртуальном электроне. При этом в случае малости $I_{\Sigma}^{s''}(P)$, по сравнению с реальной частью везде, кроме точки резонанса, основной вклад в амплитуду (10) будет давать только первая диаграмма на рис. 1.

Можно показать, что в случае узкого резонансного пика квадрат S -матричного элемента процесса перехода $jj' \rightarrow j'f'$ фермиона из начального состояния в конечное факторизуется произведением квадратов S -матричных элементов перехода фермиона из начального состояния в промежуточное и из промежуточного в конечное состояние соответственно:

$$\sum_{s,s'} \frac{|S_{k'k}^{s's}|^2}{\tau} = \sum_{s,s',s''} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{dp_y'' dp_z''}{(2\pi)^2 \bar{A}_n^{s''}} \cdot \frac{|S_{jf \rightarrow (n,s'')}^{s''s}|^2}{\tau} \cdot \frac{|S_{(n,s'') \rightarrow j'f'}^{s's''}|^2}{\tau}, \quad (11)$$

где τ — время взаимодействия.

РЕЗОНАНСНОЕ КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ

В качестве приложения полученных результатов рассмотрим процесс рассеяния фотона на электронах замагниченной среды, $\gamma e \rightarrow \gamma e$, для энергий начального фотона, близких к области резонанса. Мы будем вычислять коэффициент поглощения фотона в реакции $\gamma e \rightarrow \gamma e$, где начальный и конечный электроны могут находиться на уровнях Ландау l и l' соответственно, а виртуальный электрон может занимать уровень n . Анализ дисперсионных свойств фотонов в условиях магнитосфер радиопульсаров и магнитаров показывает, что фотон в таких условиях может иметь два поляризационных состояния [Chistyakov, Rumyantsev, 2009; Mushtukov et al., 2016]. Определяя коэффициент поглощения

фотона согласно [Chistyakov, Rumyantsev, 2009; Chistyakov et al., 2012] и предполагая, что основной вклад в коэффициент поглощения будут давать области резонансов, после интегрирования и суммирования по поляризациям конечных фотонов получим парциальные вклады для двух поляризационных состояний начального фотона.

$$W_{\gamma^{(1)}e \rightarrow \gamma e} \approx \frac{a\beta}{2\omega} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{n=n_0}^{\infty} \sum_{\varepsilon=\pm 1} \frac{f_{E_l^\varepsilon} (1 - f_{E_l^\varepsilon + \omega})}{\sqrt{(M_n^2 - M_l^2 - q_{\parallel}^2)^2 - 4q_{\parallel}^2 M_l^2}} \times \left\{ 2\beta(n+l) - q_{\parallel}^2 \left[I_{n,l-1}^2 + I_{n-1,l}^2 \right] - 8\beta\sqrt{nl} \cdot I_{n,l-1} I_{n-1,l} \right\}, \quad (12)$$

$$W_{\gamma^{(2)}e \rightarrow \gamma e} \approx \frac{a\beta}{2\omega} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{n=n_0}^{\infty} \sum_{\varepsilon=\pm 1} \frac{f_{E_l^\varepsilon} (1 - f_{E_l^\varepsilon + \omega})}{\sqrt{(M_n^2 - M_l^2 - q_{\parallel}^2)^2 - 4q_{\parallel}^2 M_l^2}} \times \left\{ \frac{(2\beta(n-l))^2}{q_{\parallel}^2} - 2\beta(n+l) - 4m^2 \left[I_{n,l-1}^2 + I_{n-1,l}^2 \right] - 8\beta\sqrt{nl} I_{n,l-1} I_{n-1,l} \right\}. \quad (13)$$

$$E_l^\varepsilon = \frac{1}{2q_{\parallel}^2} \left[\omega (M_n^2 - M_l^2 - q_{\parallel}^2) + \varepsilon k_z \sqrt{(M_n^2 - M_l^2 - q_{\parallel}^2)^2 - 4q_{\parallel}^2 M_l^2} \right].$$

Здесь $f_E = \{ \exp[(E - \mu)/T] + 1 \}^{-1}$ — равновесная функция распределения электрона; T — температура; μ — химический потенциал электронного газа; $q^\alpha = (\omega, \vec{q})$ — 4-вектор начального фотона; $I_{n,l} = \sqrt{l!/n!} \cdot e^{-x/2} x^{(n-l)/2} L_l^{n-l}(x)$; $x = (q_x^2 + q_y^2)/2\beta$; $L_n^k(x)$ — обобщённые полиномы Лагерра [Градштейн, Рыжик, 1963]. Обозначения поляризации фотонов индексами 1 и 2 соответствуют X - и O -модам работы [Mushtukov et al., 2016].

В выражениях (12) и (13) нижний предел суммирования по n определяется из закона сохранения энергии следующим образом:

$$n_0 = l + \left\lfloor \frac{q_{\parallel}^2 + 2M_l \sqrt{q_{\parallel}^2}}{2\beta} \right\rfloor, \quad (14)$$

где $\lfloor x \rfloor$ — целая часть числа x .

В недавней работе [Mushtukov et al., 2016] исследовался процесс комптоновского рассеяния в магнитных полях, характерных для магнитосфер радиопульсаров и магнитаров $10^{12} \dots 10^{15}$ Гс, без δ -функциональной аппроксимации резонансных пиков. Поэтому представляет интерес повести сравнительный анализ полученных нами результатов с соответствующими результатами этой работы. Следуя её авторам, введём сечение процесса $\gamma e \rightarrow \gamma e$, проинтегрированное по импульсам начальных электронов, с функцией распределения f_{E_i} при $\mu = 0$, следующим образом:

$$\sigma_\lambda^* = \frac{1}{N_e} \int \frac{dW_{\gamma^{(\lambda)}e \rightarrow \gamma e}}{j}, \quad (15)$$

где $j = |(p\vec{\Phi}q)| / (E\omega V)$ — плотность потока падающих частиц в продольном, по отношению к магнитному полю, подпространстве; $\Phi_{\mu\nu} = F_{\mu\nu} / \beta$ — безразмерный тензор внешнего магнитного поля;

$$N_e = \frac{\beta}{(2\pi)^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2 - \delta_{l,0}) \int dp_z f_{E_l} \quad (16)$$

— концентрация электронов во внешнем магнитном поле. Кроме того, для параметров поля и плазмы, характерных для магнитосфер радиопульсаров [Goldreich, Julian, 1969], можно пренебречь изменением (по сравнению с немагнитным вакуумом) дисперсионных свойств фотонов, положив $kz = \omega \sin\Theta$, где Θ — угол между импульсом фотона и направлением магнитного поля. В силу этого, в области энергий фотонов $\omega \ll m$ перенормировка волновой функции фотона также становится несущественной. Отметим, что данное утверждение заведомо не будет справедливым вблизи циклотронных резонансов, когда $q_{\parallel}^2 \approx (M_n + M_l)^2$ (см., например, [Клепиков, 1954]).

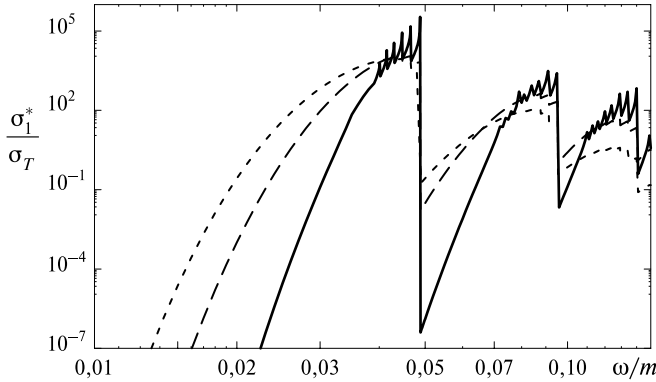


Рис. 2. Сечение рассеяния фотона моды 1 при $B = 5 \cdot 10^{12}$ Гс, $T = 20$ кэВ, $\mu = 0$ в зависимости от энергии фотона для различных углов между импульсом фотона и направлением магнитного поля Θ : 90° — сплошная кривая; 60° — пунктирная кривая, 30° — точечная кривая

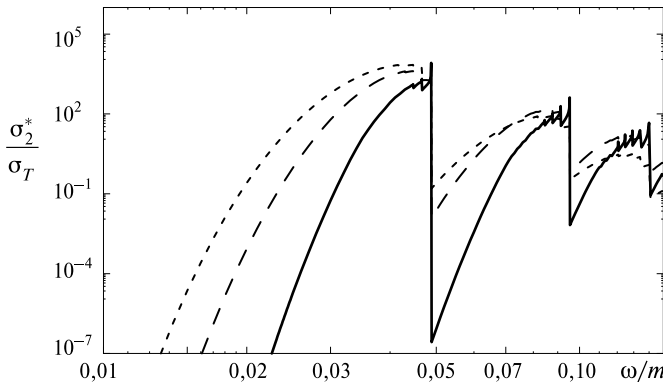


Рис. 3. То же, что и на рис. 2 для второй моды

Результаты численного анализа отношения $\sigma_{\lambda}^*/\sigma_T$, где $\sigma_T = 8\pi\alpha^2/(3m^2)$ — томпсоновское сечение, представлены на рис. 2 и 3. Полученные оценки в окрестностях резонансных пиков хорошо согласуются с соответствующими результатами работы [Mushtukov et al., 2016]. Следовательно, применение приближения узкого резонансного пика правомочно в области полей $B \sim 10^{12}$ Гс, характерных для радиопульсаров.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены древесные двухвершинные амплитуды для переходов $j\bar{f} \rightarrow j'\bar{f}'$ в постоянном однородном магнитном поле произвольной напряжённости и в присутствии замагниченной плазмы, состоящей из заряженных фермионов. Показано, что в случае δ -функциональной аппроксимации резонансных пиков, квадрат амплитуды процесса $j\bar{f} \rightarrow j'\bar{f}'$ может быть факторизован квадратами одновершинных амплитуд подпроцессов перехода некоторого начального состояния $j\bar{f}$ в фермион, находящийся на уровне Ландау n и перехода фермиона с уровня n в некоторое конечное состояние $j'\bar{f}'$.

В качестве приложения полученных результатов рассмотрена реакция резонансного рассеяния $\gamma e \rightarrow \gamma e$ в присутствии замагниченной плазмы. Получен коэффициент поглощения фотона в данном процессе, представленный в простой аналитической форме, удобной для дальнейшего анализа. Вычислено сечение, и проведено сравнение с имеющимися в литературе результатами. Показано, что использование δ -функциональной аппроксимации резонансных пиков в области резонансов хорошо согласуется с соответствующими результатами работы [Mushtukov et al., 2016], полученными громоздкими численными расчётами.

ЛИТЕРАТУРА

- [Борисов и др., 1997] Борисов А. В., Вшивцев А. С., Жуковский В. Ч., Эминов П. А. Фотоны и лептоны во внешних полях при конечных температуре и плотности // Успехи физических наук. 1999. Вып. 167. С. 241.
- [Боровков и др., 1999] Боровков М. Ю., Кузнецов А. В., Михеев Н. В. Однопетлевая амплитуда перехода $j \rightarrow f\bar{f} \rightarrow j'$ во внешнем электромагнитном поле // Ядерная физика. 1999. Т. 62. Вып. 9. С. 1714–1722.
- [Гвоздев, Осокина, 2012] Гвоздев А. А., Осокина Е. В. Нейтринные процессы во внешнем магнитном поле в формализме матрицы плотности // Теоретическая и математическая физика. 2012. Т. 170. Вып. 3. С. 423–447.
- [Градштейн, Рыжик, 1963] Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1963.
- [Жуковский и др., 1994] Жуковский В. Ч., Мидодашвили П. Г., Эминов П. А. Мнимая часть массового оператора электрона в постоянном поле при конечной температуре и плотности // ЖЭТФ. 1994. Т. 106. Вып. 4. С. 929.
- [Клепиков, 1954] Клепиков Н. П. Излучение фотонов и электрон-позитронных пар в магнитном поле // ЖЭТФ. 1954. Вып. 26. С. 19.
- [Barbieri, Mohapatra, 1989] Barbieri R., Mohapatra R. N. Limits on right-handed interactions from SN 1987A observations // Physical Review D. 1989. V. 39. P. 1229.

- [Chistyakov et al., 2012] *Chistyakov M. V., Rumyantsev D. A., Stus' N. S.* Photon splitting and Compton scattering in strongly magnetized hot plasma // *Physical Review D*. 2012. V. 86. No. 4. P. 043007 (1–17).
- [Chistyakov, Rumyantsev, 2009] *Chistyakov M. V., Rumyantsev D. A.* Compton effect in strongly magnetized plasma // *Intern. J. Modern Physics A*. 2009. V. 24. No. 20–21. P. 3995–4008.
- [Erber, Latal, 2003] *Erber T., Latal H. G.* Unified radiation formulae for classical and quantum electrodynamics // *European J. Physics* 2003. V. 24. P. 67.
- [Goldreich, Julian, 1969] *Goldreich P., Julian W. H.* Pulsar Electrodynamics // *Astrophysical J.* 1969. V. 157. P. 869.
- [Gonthier et al., 2014] *Gonthier P. L., Baring M. G., Eiles M. T., Wadiasingh Z., Taylor C. A., Fitch C. J.* Compton scattering in strong magnetic fields: Spin-dependent influences at the cyclotron resonance // *Physical Review D*. 2014. V. 90. P. 043014.
- [Kuznetsov, Mikheev, 2003] *Kuznetsov A. V., Mikheev N. V.* A Reply to Comment on “Electron mass operator in a strong magnetic field and dynamical chiral symmetry breaking” // *Physical Review Letters*. 2003. V. 90. No. 8. P. 089102.
- [Kuznetsov, Mikheev, 2013] *Kuznetsov A. V., Mikheev N. V.* *Electroweak Processes in External Active Media*. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2013.
- [Kuznetsov et al., 2015] *Kuznetsov A. V., Rumyantsev D. A., Shlenev D. M.* Generalized two-point tree-level amplitude $jf \rightarrow j'f'$ in a magnetized medium // *Intern. J. Modern Physics A*. 2015. V. 30. No. 11. P. 1550049 (1–23).
- [Latal, 1986] *Latal H. G.* Cyclotron Radiation In Strong Magnetic Fields // *Astrophysical J.* 1986. V. 309. P. 372.
- [Mushtukov et al., 2016] *Mushtukov A. A., Nagirner D. I., Poutanen J.* Compton scattering S matrix and cross section in strong magnetic field // *Physical Review D*. 2016. V. 93. P. 105003.
- [Semionova et al., 2010] *Semionova L., Leahy D., Paez J.* Polarization in cyclotron radiation in strong magnetic fields // *Research in Astronomy and Astrophysics*. 2010. V. 10. P. 1023.
- [Sokolov, Ternov, 1986] *Sokolov A. A., Ternov I. M.* *Radiation from Relativistic Electrons*. N. Y.: American Institute of Physics, 1986.

RESONANCES IN COMPTON-LIKE PROCESSES OF SCATTERING IN INTERNAL MAGNETIZED MEDIUM

D. A. Rumyantsev, D. M. Shlenev, A. A. Yarkov

Yaroslavl State University

Possible resonant effects in tree-like amplitudes of transitions $jf \rightarrow j'f'$ in constant uniform magnetic fields of arbitrary strength and in charged fermion plasma are considered. Obtained results are applied in calculation of coefficient of absorption of photon in process of scattering of photon on charged plasma electrons, $\gamma e \rightarrow \gamma' e'$, in area near resonance. Cross-section of this process is calculated and is compared with existing results.

Keywords: magnetic field, plasma, astrophysics.

Rumyantsev Dmitry Alexandrovich — PhD, rda@uniyar.ac.ru

Shlenev Denis Mikha'lovich — postgraduate student, allen_caleb@rambler.ru

Yarkov Alexey Anatol'evich — student, a121@mail.ru

ОБЕСПЕЧЕНИЕ ДОПУСТИМОГО ТЕПЛООВОГО РЕЖИМА ТРАНСФОРМИРУЮЩИХСЯ КОНСТРУКЦИЙ НА ЛУНЕ

Д. В. Сербинов, Н. П. Семена

Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН)

В статье проанализированы внешние тепловые условия на Луне и продемонстрирована сложность проблемы сохранения допустимого теплового режима функционирующих на Луне приборов. На примере лунного манипуляторного комплекса (ЛМК) предложен способ решения данной проблемы для приборов, способных изменять свою внешнюю конфигурацию. Эффективность предлагаемого способа подтверждена результатами теплового математического моделирования ЛМК.

Ключевые слова: тепловой режим космических аппаратов, тепловой режим лунных научных приборов, моделирование тепловых режимов, лунный манипулятор.

ВВЕДЕНИЕ

В 2019 г. планируется запуск на Луну автоматической межпланетной станции (АМС) «Луна-Глоб», которая должна будет работать на лунной поверхности в районе южной полярной области (приблизительно на широте 75°). В составе АМС «Луна-Глоб» несколько научных приборов, в том числе разрабатываемый в ИКИ РАН лунный манипуляторный комплекс (ЛМК).

При создании любых научных приборов, работающих на лунной поверхности, необходимо решить чрезвычайно сложную задачу обеспечения допустимого для электронной аппаратуры температурного режима. Сложность решения этой задачи обусловлена несколькими факторами:

- лунной ночью аппаратуру необходимо защищать от экстремально холодных условий, близких к условиям открытого космоса;
- лунным днём на прибор воздействуют интенсивные тепловые потоки от Солнца, поверхности Луны и окружающей конструкции;
- длительность лунной ночи может превышать две недели, что затрудняет использование электрических нагревателей, а применение вместо них радиоизотопных источников тепла может привести к перегреву прибора лунным днём из-за невозможности их отключения.

Таким образом, система обеспечения теплового режима (СОТР), основанная на классическом сочетании радиатора-излучателя и нагревателя без каких-либо дополнительных мер может не справиться со своей задачей. В данной статье описана возможность использования способности конструкции прибора изменять свою внешнюю конфигурацию (трансформироваться) для обеспечения требуемого температурного режима на лунной поверхности.

Сербинов Дмитрий Владимирович — ведущий конструктор, serbinov@iki.rssi.ru

Семена Николай Петрович — заведующий лабораторией, кандидат технических наук

ТЕПЛОВЫЕ УСЛОВИЯ НА ЛУНЕ

Средние солнечные сутки на Луне составляют 29 земных суток 12 часов 44 минуты 2,82 секунды.

Внешние тепловые воздействия на объект, находящийся на поверхности Луны, включают постоянные и переменные факторы [Козлов и др., 1971].

К постоянным факторам относятся:

- радиационная температура космоса $T_K \approx 4 \text{ К}$;
- степень черноты лунного неба $\varepsilon \approx 1$;
- вакуум.

Переменными тепловыми факторами являются:

- прямое солнечное излучение S_{\odot} ;
- отражённое от лунной поверхности солнечное излучение $E_{\text{отр}}$;
- тепловое излучение от лунной поверхности $E_{\text{соб}}$;
- отражённое от поверхности посадочного модуля солнечное излучение E_{SMLI} ;
- тепловое излучение поверхности посадочного модуля E_{MLI} .

Очевидно, что солнечное излучение воздействует на объект только лунным днём.

Прямое солнечное излучение (S_{\odot}) представляет собой квазипараллельный (слаборасходящийся) лучистый поток, меняющий направление распространения на 180° в течение лунного дня, нормальная облучённость которым составляет около 1400 Вт/м^2 .

Отражённое солнечное и собственное тепловое излучение можно рассматривать как диффузное излучение на поверхность объекта со стороны освещённой Солнцем поверхности Луны ($E_{\text{отр}}$, $E_{\text{соб}}$) и окружающей конструкции (E_{SMLI} , E_{MLI}). Создаваемый этим излучением тепловой поток на поверхность объекта определяется коэффициентом отражения, степенью черноты, температурой и угловыми коэффициентами поверхностей, находящихся в зоне видимости со стороны объекта [Козлов и др., 2016].

Проблемы обеспечения температурного режима научных приборов на поверхности Луны на примере лунного манипуляторного комплекса

Лунный манипуляторный комплекс предназначен для забора и помещения в анализирующее устройство лунного грунта и для ориентирования заданным образом относительно лунной поверхности входящего в его состав комплекса приборов ЛИС-ТВ-РПМ.

ЛМК состоит из следующих составных частей (рис. 1):

- трансформируемой конструкции, состоящей из двух подвижных штанг;
- грунтозаборного устройства (ГЗУ), состоящего из ковша и грунтозаборника;
- блока электроники (БЭ);
- комплекса приборов ЛИС-ТВ-РПМ;
- четырёх двигателей, обеспечивающих ЛМК четыре степени свободы.

Штанги соединяются между собой, с ГЗУ и с посадочным местом на БЭ посредством шарниров. Каждый шарнир совмещён с редуктором и двигателем.

Для теплоизоляции БЭ и комплекса ЛИС-ТВ-РПМ используется экранно-вакуумная теплоизоляция (ЭВТИ). На трансформируемой конструкции эта изоляция отсутствует из-за риска заклинивания шарниров вследствие попадания в них фрагментов ЭВТИ.

ЛМК будет установлен на освещённой стороне посадочного модуля перед покрытой ЭВТИ поверхностью (рис. 2).

Внутреннее тепловыделение ЛМК определяется циклограммой функционирования его составных частей. Предполагается, что перемещение трансформируемой конструкции и функционирование БЭ будет осуществляться в течение 10 мин каждые 5 ч, при этом тепловыделение каждого двигателя составляет 8 Вт, а БЭ — 10 Вт. ЛИС-ТВ-РПМ включается каждые 2,6 ч на 50 мин. Его тепловыделение составляет 11 Вт.

Для подогрева ЛМК лунной ночью в комплексе ЛИС-ТВ-РПМ будет установлен маломощный нагреватель 1,5 Вт, а у основания ЛМК будет размещена специальная проставка с постоянным радиоизотопным источником тепла (РИТ) мощностью 8 Вт [Козлов и др., 2016].



Рис. 1. Лунный манипуляторный комплекс

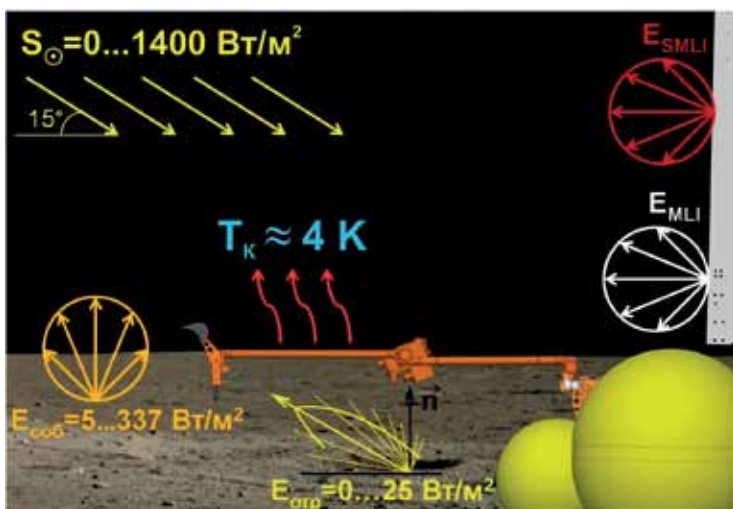


Рис. 2. Внешние тепловые воздействия на ЛМК для широты 75°

Оценка температурного режима ЛМК была выполнена с помощью комбинированной математической модели, являющейся сочетанием узловой и конечно-элементных моделей (КЭМ) [Семена, 2014]. При этом узловая модель описывает объект моделирования в общем, а набор КЭМ отдельных фрагментов объекта позволяет оценить параметры тепловых связей между узлами тепловой модели.

Узловая модель ЛМК, содержащая 77 тепловых узлов, описывается системой из n дифференциальных уравнений:

$$c_i m_i \frac{dT(\tau)_i}{d\tau} = S_{\odot} A_{Si} \sum_{k=1}^{k_{pi}} F_{pik} \cos \delta_S(\tau)_{ik} + \\ + S_{\odot} F_i \cos \beta \cdot \cos \gamma_S(\tau) \varphi_{F_{i-p}} \left(A_p A_{Si} + (1 - A_p) \varepsilon_i \right) + \\ + S_{\odot} F_i \cos \delta_S(\tau)_{MLI} \varphi_{F_{i-MLI}} \left((1 - A_{SMLI}) A_{Si} + A_{SMLI} \varepsilon_i \right) + Q(\tau)_i - \\ - \sum_{\substack{j=1 \\ (i \neq j)}}^n \frac{T(\tau)_i - T(\tau)_j}{R_{i-j}} - \sum_{\substack{j=1 \\ (i \neq j)}}^n \frac{\varphi'_{F'_i - F'_j} F'_i \sigma}{\varepsilon_i'^{-1} + \varepsilon_j'^{-1} - 1} \left(T(\tau)_i^4 - T(\tau)_j^4 \right) - \varepsilon_i \sigma F_i T(\tau)_i^4.$$

В этой модели $n = 77$ ($i = 1 \dots n$) — количество уравнений, соответствующее числу тепловых узлов, τ — время. Характеристиками i -го теплового узла являются: температура T_i ; удельная теплоёмкость c_i ; масса m_i ; внутреннее тепловыделение Q_i ; площадь F_i , коэффициент поглощения солнечного излучения A_{Si} и степень черноты ε_i поверхности внешнего теплообмена; площадь F'_i и степень черноты ε'_i поверхности внутреннего теплообмена. Теплообмен i -го теплового узла с j -м определяется следующими параметрами: температурой T_j и степенью черноты ε'_i поверхности внутреннего теплообмена j -го теплового узла; тепловым сопротивлением между узлами R_{i-j} и угловым коэффициентом i -го теплового узла по отношению к j -му $\varphi'_{F'_i - F'_j}$. Теплообмен i -го теплового узла с внешней средой характеризуются следующими параметрами: солнечной постоянной $S_{\odot} \approx 1400$ Вт/м²; углами, определяющими текущее угловое положение Солнца на небе β, γ_S ; углами между направлением на Солнце и нормалью к квазиплоским фрагментам поверхности внешнего теплообмена δ_{Sik} (поверхность внешнего теплообмена i -го узла разделена на k_{pi} квазиплоских элементов с площадями F_{pik} , $F_i = \sum_{k=1}^{k_{pi}} F_{pik}$); углом между направлением на Солнце и нормалью к ЭВТИ посадочного модуля δ_{SMLI} ; угловыми коэффициентами i -го теплового узла по отношению к поверхности Луны $\varphi_{F_{i-p}}$ и к ЭВТИ на посадочном модуле $\varphi_{F_{i-MLI}}$; альбедо Луны $A_p \approx 0,073$; коэффициентом поглощения солнечного излучения ЭВТИ $A_{SMLI} \approx 0,37$ [Козлов и др., 2016].

Наиболее трудоёмкой задачей при формировании узловой модели сложной конструкции является определение характеристик кондуктивных и радиационных тепловых связей между узлами. Для упрощения решения данной задачи был использован метод эквивалентного теплового потока. В соответствии с этим методом для расчёта кондуктивной связи формируется КЭМ фрагмента конструкции ЛМК, через которую осуществляется тепловая проводимость

между узлами с индексами i и j . Контактной площадке этой конструкции со стороны j -го узла присваивается постоянная температура $T_j = 0$ К, а к контактной площадке со стороны i -го узла подводится тепловой поток $Q_{ij} = 1$ Вт. Все виды теплообмена, кроме теплопроводности через конструкцию исключаются. При этом полученное стационарное значение температуры T_i площадки, к которой подведён тепловой поток, будет равно тепловому сопротивлению этого фрагмента конструкции [Козлов и др., 2016]:

$$R_{ij} = \frac{T_i - T_j}{Q_{ij}} = T_i.$$

Пример расчёта теплового сопротивления приведён на рис. 3.

Для определения взаимных угловых коэффициентов i -го и j -го узлов, имеющих радиационную тепловую связь, формируется объединённая КЭМ двух фрагментов конструкции, соответствующих этим двум узлам. Материалу конструкции присваивается максимально возможный коэффициент теплопроводности, а степеням черноты внешних поверхностей узлов единица — $\varepsilon'_i = \varepsilon'_j = 1$. Фрагменту, характеризующему j -й узел, назначается температура $T_j = 0$ К, а тепловыделение i -го узла устанавливается равным $Q_{ij} = 1$ Вт. Угловой коэффициент i -го узла по отношению к j -му определяется на основании рассчитанной с помощью КЭМ стационарной температуры T_i следующим образом [Козлов и др., 2016]:

$$\Phi_{F_i - F_j} = \frac{Q_{ij}}{\left(\varepsilon_i'^{-1} + \varepsilon_j'^{-1} - 1\right)^{-1} \sigma \left(T_i^4 - T_j^4\right) F_i'} = \sigma^{-1} T_i^{-4} F_i'^{-1},$$

где F_i' — участвующая в радиационном теплообмене площадь i -го узла.

Пример расчёта углового коэффициента приведён на рис. 4.

Узловая тепловая модель ЛМК с характеристиками одного узла представлена на рис. 5.

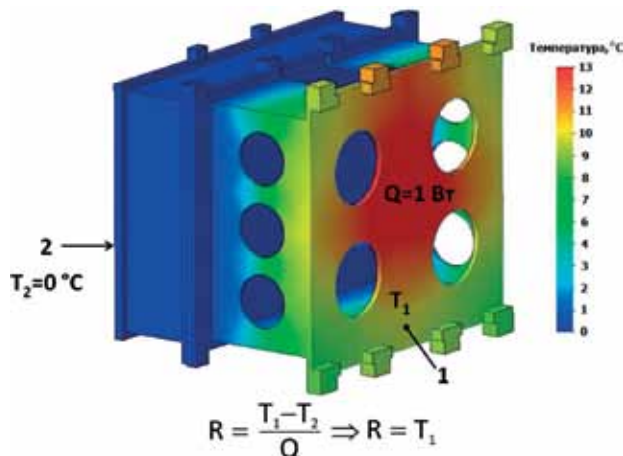


Рис. 3. Пример расчёта теплового сопротивления

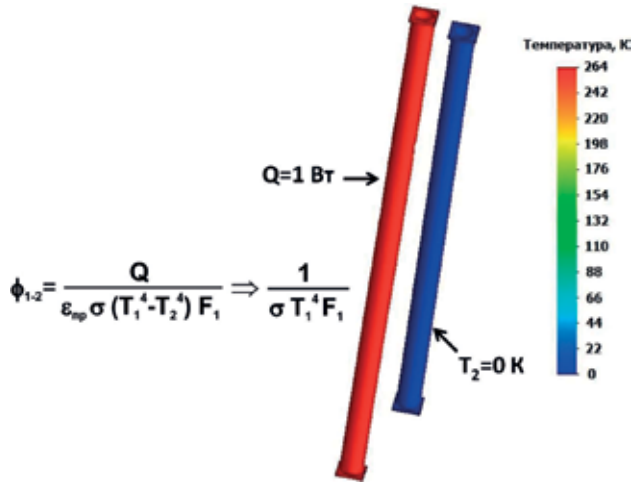


Рис. 4. Пример расчёта углового коэффициента

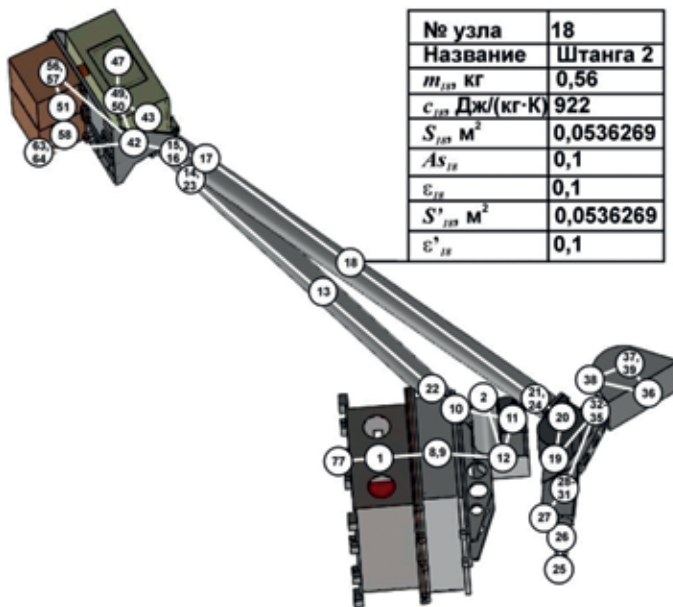


Рис. 5. Узловая модель ЛМК

Моделирование суточного температурного режима ЛМК показало, что система обеспечения теплового режима ЛМК позволяет поддерживать допустимую температуру хранения ($-50 \dots -60$ °С) элементов ЛМК ночью. Однако, как и было предсказано, неотключаемый источник тепла и нахождение ЛМК перед освещаемой Солнцем ЭВТИ приводят к дневному перегреву его элементов, температура которых днём может достигать $110 \dots 120$ °С, что резко повышает вероятность выхода из строя электронных компонентов и двигателей [Козлов и др., 2016].

Использование трансформации лунного манипуляторного комплекса для достижения допустимого температурного режима

Добавление постоянно открытой излучающей площади приведёт к переохладению приборов лунной ночью.

Однако для решения этой проблемы можно воспользоваться возможностью изменения конфигурации трансформируемой конструкции ЛМК. Используя данное свойство ЛМК можно создать систему открытых днём и перекрываемых ночью теплоизлучающих поверхностей (рис. 6).

Основным компонентом этой системы являются два радиатора, устанавливаемые на штангах трансформируемой конструкции. Каждый радиатор открыт с одной стороны и теплоизолирован ЭВТИ с другой. Штанги обеспечивают тепловую связь данных радиаторов со всеми элементами ЛМК.

Днём, в рабочем положении, открытые поверхности радиаторов направлены в окружающее пространство, в которое свободно излучают генерируемый в ЛМК и поглощаемый его поверхностью тепловой поток. При этом открытые поверхности радиаторов ориентированы оппозитно друг другу, поэтому хотя бы одна из них не будет освещаться Солнцем, сглаживая колебания температуры из-за изменения направления солнечного излучения [Семена, Коновалов, 2007].

Ночью, в парковочном положении, открытые поверхности радиаторов устанавливаются друг напротив друга с минимальным зазором, что практически полностью прекращает излучение с их поверхности во внешнее пространство.

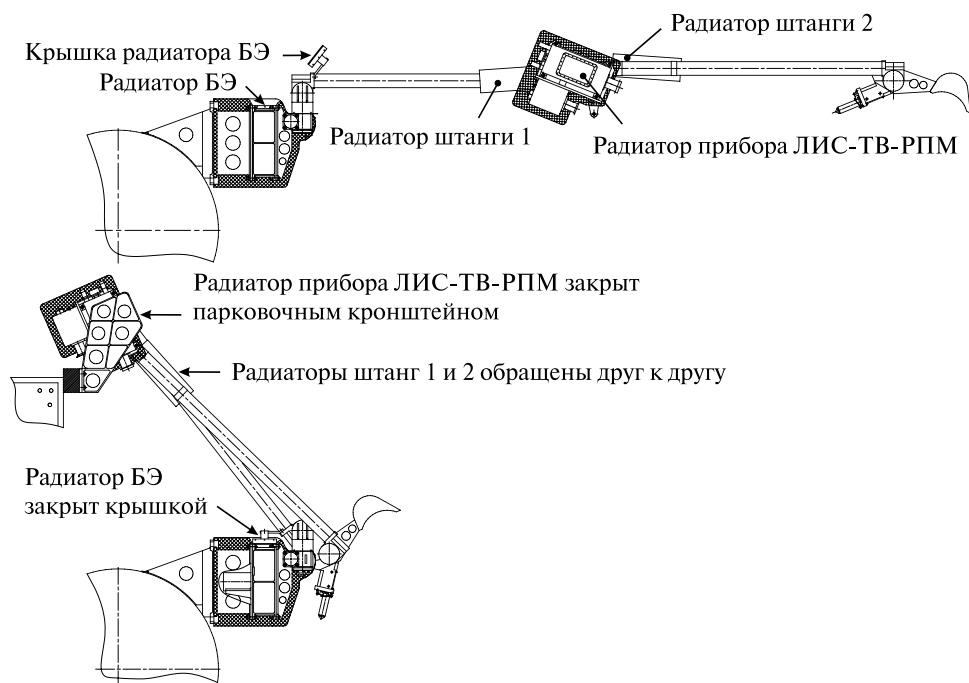


Рис. 6. Перекрываемые теплоизлучающие поверхности ЛМК

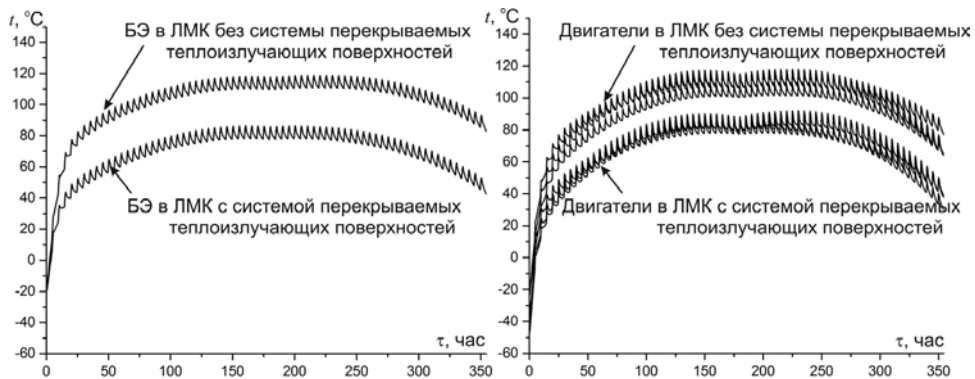


Рис. 7. Дневная температура БЭ и двигателей ЛМК без системы перекрываемых радиационно-излучающих поверхностей и с данной системой

В систему перекрываемых теплоизлучающих поверхностей также введены теплоизлучающие окна на БЭ и на комплексе ЛИС-ТВ-РПМ. Данные окна открыты в рабочем положении ЛМК и закрываются при переводе ЛМК в парковочное положение установленной на штанге крышкой и размещённом на лунном модуле кронштейном.

Для оценки температурного режима модернизированной конструкции ЛМК в узловую модель были добавлены два узла, соответствующие радиаторам на штангах, а также были изменены свойства узлов, соответствующих корпусам БЭ и ЛИС-ТВ-РПМ для учёта наличия теплоизлучающих окон. Результаты моделирования показали, что введение системы перекрываемых теплоизлучающих поверхностей в конструкцию ЛМК позволит понизить максимальную дневную температуру элементов ЛМК с 115...120 до 75...80 °С [Козлов и др., 2016].

На рис. 7 для сравнения показаны дневные профили температур БЭ и двигателей ЛМК без предлагаемых радиационно-излучающих поверхностей и с ними [Козлов и др., 2016].

Таким образом, наличие в составе лунных посадочных модулей трансформируемых конструкций позволяет решить две, на первый взгляд взаимоисключающие, проблемы по снижению температуры приборов днём и сохранению на допустимом уровне их температуры ночью. Для этого на перемещаемых элементах таких конструкций необходимо поместить радиационно-излучающие поверхности, устанавливаемые таким образом, чтобы они были закрыты элементами конструкции ночью и открыты по отношению к окружающему пространству днём. При необходимости данные поверхности днём можно отворачивать от Солнца с помощью перемещаемых элементов трансформируемой конструкции. В некоторых случаях данный способ является единственной возможностью сокращения суточного колебания температуры прибора до допустимого диапазона [Козлов и др., 2016].

ЛИТЕРАТУРА

- [Козлов и др., 1971] *Козлов Л. В., Нусинов М. Д., Акишин А. И., Залетаев В. М., Козелкин В. В., Евланов Е. Н.* Моделирование тепловых режимов космического аппарата и окружающей его среды / Под ред. акад. Г. И. Петрова. М.: Машиностроение, 1971. 380 с.
- [Козлов и др., 2016] *Козлов О. Е., Семена Н. П., Сербинов Д. В.* Использование трансформирующихся конструкций для обеспечения допустимого температурного режима лунных научных приборов // *Космонавтика и ракетостроение*. 2016. Т. 2(87). С. 133–141.
- [Семена, 2014] *Семена Н. П.* Использование масштабных моделей в наземных экспериментах, воспроизводящих теплообмен в условиях космического пространства // *Теплофизика и аэромеханика*. 2014. Т. 21. № 1. С. 47–58.
- [Семена, Коновалов, 2007] *Семена Н. П., Коновалов А. А.* Методы создания механизмов саморегулирования пассивных систем обеспечения теплового режима устройств космического применения // *Теплофизика и аэромеханика*. 2007. Т. 14. № 1. С. 87–98.

PROVISION OF AN ACCEPTABLE THERMAL MODE OF THE TRANSFORMING STRUCTURES ON THE MOON

D. V. Serbinov, N. P. Semena

Space Research Institute of Russian Academy of Sciences (IKI RAN)

The external heat conditions on the Moon were analyzed and the complexity of the problem of maintaining an acceptable thermal mode of devices operating on the Moon was demonstrated in the article. The method of solving this problem for devices capable of changing their external configuration was proposed in the example of Lunar Manipulator Complex (LMC). The efficiency of the proposed method is confirmed by the results of heat mathematical modeling of LMC.

Keywords: thermal mode of spacecrafts, thermal mode of lunar scientific devices, modeling of the thermal modes, lunar manipulator.

Serbinov Dmitry Vladimirovich — leading constructor, serbinov@iki.rssi.ru

Semena Nikolay Petrovich — head of the laboratory, PhD

ИЗУЧЕНИЕ ГЕНЕТИЧЕСКИХ СВЯЗЕЙ АСТЕРОИДОВ ГРУППЫ АПОЛЛОНЫ С МАЛЫМИ МЕТЕОРНЫМИ ПОТОКАМИ

М. В. Сергиенко, М. Г. Соколова

Казанский (Приволжский) федеральный университет

Для большинства наблюдаемых метеорных потоков не найдено родительское тело среди комет. Гипотезу генетической связи потоков с астероидами можно рассматривать в нескольких аспектах. Во-первых, астероид как продукт распада кометы сам является частью кометно-метеороидного комплекса. Во-вторых, астероид как потухшая комета, в прошлом породившая метеороидный рой. Кроме того, не исключается возможность распада и самого астероида с образованием пылевого роя. В данной работе содержится результат поиска родительских тел среди астероидов группы Аполлоны для малых метеорных потоков κ -Цикниды и δ -Канкриды. Поиск выполнен на большом статистическом материале телевизионных и фотографических каталогов метеорных орбит с использованием D-критерия Друммонда и с привлечением нового D-критерия Холшевникова, метрика близости орбит которого учитывает их эволюционные возмущения, возникающие со временем.

Ключевые слова: метеороид, метеор, метеорный поток, астероид, малые тела Солнечной системы.

В настоящее время большой интерес вызывают околоземные объекты (ОЗО, Near-Earth Objects — NEO) — малые тела Солнечной системы, астероиды и кометы, имеющие вытянутые орбиты и перигелийное расстояние не более 1,3 а.е. При своём движении вокруг Солнца NEO периодически сближаются с Землёй, неся для неё угрозу столкновения. На сегодняшний день открыто более 15 тыс. ОЗО и этот список пополняется (Near-Earth Object Program. URL: <http://neo.jpl.nasa.gov>). Анализ современных орбит ОЗО показывает, что большая их доля образована в главном поясе астероидов, который расположен между орбитами Марса и Юпитера [Farinella et al., 1992]. В основном минералогический состав астероидов — это каменные или железокремнистые тела, не исключена возможность, что некоторые из ОЗО являются ядрами угасших комет семейства Юпитера [Orik, 1963].

Гипотезу существования метеороидных роев, связанных с астероидами, впервые предположил И. Холлидей [Halliday, 1987]. В последствие он и соавторы [Halliday et al., 1990], используя наблюдения болидных сетей Канады и США [Halliday et al., 1996; Мак-Кроски и др., 1978], пришли к выводу, что фрагменты астероидов являются родительскими телами отобранных групп метеороидных роев. В настоящее время для большинства наблюдаемых метеорных потоков всё ещё не найдено родительское тело (РТ). Поэтому крайне важно разработать критерии установления генетических связей метеорных потоков с потенциально опасными ОЗО. Выделение единого комплекса комета-астероид-метеороид поможет оценить риск распада ОЗО, а также последствий их возможных столкновений с Землёй.

Сергиенко Мария Викторовна — аспирант, maria_sergienko@mail.ru

Соколова Марина Геннадьевна — кандидат физико-математических наук, доцент, smarina.63@mail.ru

Для выявления принадлежности отдельных метеоров к потоку, схожести между орбитами метеороидов с орбитой родительского тела используют функции расстояния D или, по-другому, D -критерии. Применение D -критериев заключается в определении расстояния между опорной орбитой и орбитой метеороида. Орбита представляется как точка в пятимерном фазовом пространстве элементов орбит: q — перигелийное расстояние; e — эксцентриситет; i — угол наклона плоскости орбиты к эклиптике; ω — аргумент перигелия; Ω — долгота восходящего узла. Два метеора считаются принадлежащими метеорному рою или комплексу, если значение D определено как функция расстояния и не превышает определённого порогового значения. Обзор имеющихся D -критериев подробно описан в статье [Калинин, 2013].

Остановимся подробнее на критериях, используемых в данной работе.

D -критерий Друммонда [Drummond, 1979] для двух орбит:

$$D_{DR}^2 = \left(\frac{e_2 - e_1}{e_2 + e_1} \right)^2 + \left(\frac{q_2 - q_1}{q_2 + q_1} \right)^2 + \left(\frac{I_{21}}{180^\circ} \right)^2 + \left(\frac{e_2 + e_1}{2} \right)^2 \cdot \left(\frac{\theta_{21}}{180^\circ} \right)^2, \quad (1)$$

где θ — угол между линиями апсид орбит, $\theta = \arccos(\sin \beta_2 \cdot \sin \beta_1 + \cos \beta_2 \cdot \cos \beta_1 \times \cos(\lambda_2 - \lambda_1))$; λ, β — эклиптические координаты точек перигелиев, вычисляемых следующим образом: $\lambda = \Omega + \arctan(\cos i \cdot \tan \omega)$, прибавляется 180° , если $\cos \omega < 0$, $\beta = \arcsin(\sin i \cdot \sin \omega)$.

Основной проблемой использования D -критериев является именно определение верхнего порогового предела как меры общего происхождения двух тел. При изучении принадлежности метеоров к тому или иному потоку, при определении средней орбиты потока величину D принимают, как правило, не превышающей 0,20 [Куликова, Калинин, 2008].

D -критерии близости орбит обладают рядом недостатков [Kholshchevnikov, 2016]. Немаловажный из них — это неприменимость критериев для околокруговых орбит. К тому же, часть критериев зависит не только от самих орбит, но и от выбора плоскости отсчёта наклонов. Кроме того, при поиске родительских тел для метеорных потоков сравнивают орбиты тел, близкие тысячи лет назад, а сейчас существенно разошедшиеся. После выброса из РТ метеороиды в потоке движутся по орбитам, схожим с орбитами родительского тела. Так как их скорости невелики (десятки и сотни метров в секунду), то изначально дисперсия их орбит мала и значения D -критериев минимальны. Но в дальнейшем из-за гравитационных и негравитационных возмущений динамическая эволюция метеорного потока увеличивается, образуя сложный по структуре метеорный комплекс. Данных недостатков лишён D -критерий (2), разработанный К. В. Холшевниковым в виде метрики пространства [Kholshchevnikov, 2016]:

$$D_{Khol}^2 = \left(1 + e_1^2\right)p_1 + \left(1 + e_2^2\right)p_2 - 2\sqrt{p_1 p_2} (\cos I + e_1 e_2 \cdot \cos P), \quad (2)$$

где $\cos I = c_1 c_2 + s_1 s_2 \cdot \cos \Delta$; $c = \cos i$, $s = \sin i$, $\Delta = \Omega_1 - \Omega_2$, знак минус отвечает случаю $|\Delta| > \pi$ при обычном соглашении $0 \leq \Omega \leq 2\pi$; $\cos P = s_1 s_2 \cdot \sin \omega_1 \cdot \sin \omega_2 + (\cos \omega_1 \cdot \cos \omega_2 + c_1 c_2 \cdot \sin \omega_1 \cdot \sin \omega_2) \cos \Delta + (c_1 \cos \omega_1 \cdot \sin \omega_2 - c_1 \sin \omega_1 \cdot \cos \omega_2) \sin \Delta$.

Поскольку $0 \leq P \leq \pi$, угол P однозначно определяется своим косинусом.

С помощью D -критериев Друммонда [Drummond, 1981] и Холшевникова [Kholshchevnikov, 2016] нами был выполнен поиск астероидов, возможно генетически связанных с метеорными потоками κ -Цикнидами и δ -Канкридами.

Эти потоки относятся к малым метеорным потокам с низкой активностью, зенитное часовое число (zenithal hourly rate, ZHR) которых составляет порядка 10 метеоров в час. Данные потоки являются потоками-сиротами, для которых родительское тело не определено. Поток δ -Канкриды имеет две ветви — Северные (NCC) и Южные (SCC) δ -Канкриды. В табл. 1 приведены даты активности и средние геоцентрические скорости метеороидов потоков.

На основе открытых данных Центра малых планет (MPC, URL: <http://www.astro.amu.edu.pl/>), Международной метеорной организации (ИМО, URL: <http://www.imo.net/index.html>) и NASA (http://ssd.jpl.nasa.gov/sbdb_query.cgi/) сравнением орбитальных и физических параметров астероидов разных групп ранее нами была выделена группа Аполлонов как наиболее вероятных кандидатов родительских тел для метеорных потоков [Соколова, Сергиенко, 2016]. На сегодня открыто 8583 астероида группы Аполлоны, из них занумеровано — 1208 (по данным сайта http://ssd.jpl.nasa.gov/sbdb_query.cgi, дата обращения 22.03.2017).

Для достоверности установления генетической связи потока с астероидом или кометой с помощью D -критериев важна обеспеченность наблюдаемых орбит метеороидов. Поэтому были привлечены все имеющиеся в открытом доступе каталоги орбит метеорных потоков: телевизионные (Хорватское метеорное общество (<http://cmn.rgn.hr/downloads/downloads.html#orbitcat/>), Японское метеорное общество SonotaCo (<http://sonotaco.jp/doc/SNM/index.html>), MSSWG (<http://www.imo.net/files/msswg/msswg.txt>), Астрономический институт Чешской академии наук (<http://www.asu.cas.cz/en/research/data-archives/>), Голландское метеорное общество (<http://dmsweb.home.xs4all.nl/photo/photo.html>), DMSPRC2001 (<https://dmsweb.home.xs4all.nl/photo/photo.html>), а также фотографический сводный Лундский каталог IAU MDC (<http://www.astro.sk/~ne/IAUMDC/PhV2016/photo.html>). По данным всех каталогов выделено порядка 700 орбит к-Цикнид и 200 орбит δ -Канкрид (табл. 2). Причём в некоторых каталогах орбиты не разделены на метеорные потоки (невыделенные), поэтому проводилось отождествление орбит с потоком по таким параметрам, как координаты радианта, геоцентрические скорости V_g и даты действия метеорных потоков (дисперсия координат радианта не превышала 10° , а скорости V_g — 5 км/с).

Отождествление проводилось с 8583 астероидами группы Аполлонов, орбиты которых представлены на сайте NASA (<http://www.ta3.sk/IAUC22DB/MDC2007/>). Отбор орбит астероидов проводился в два этапа. На первом этапе отбирались те астероиды, орбиты которых, во-первых, в сравнении с орбитами метеороидов давали значение D_{DR} (1) по критерию Друммонда, не превышающее величины 0,20; во-вторых, таких орбит метеороидов для всех каталогов было выше 80 % для к-Цикнид, выше 70 % для δ -Канкрид и по Лундскому каталогу (IAU MDC), выше 60 % для к-Цикнид и δ -Канкрид. На втором этапе среди уже отобранных астероидов были отобраны только те, для которых среднее значение D_{KHOL} критерия Холшевникова, полученное усреднением индивидуальных значений D_{KHOL} (2), не превышало величины 0,25. Метрика D_{KHOL} определяется с учётом возмущений орбит со временем и его значение несколько выше значения D_{DR} (1). Результаты отождествления астероидов группы Аполлоны с потоками по каждому метеорному каталогу орбит представлены для к-Цикнид в табл. 3, для δ -Канкрид — в табл. 4.

Таблица 1. Данные о малых метеорных потоках (по данным сайта <http://www.ta3.sk/IAUC22DB/MDC2007/>, дата обращения 22.03.2017).

Поток	Дата	Скорость V_g
к-Цикниды (KCG)	3 августа — 25 августа	24 км/с
δ-Канкриды (NCC, SCC)	1 января — 31 января	25 км/с

Таблица 2. Статистика отобранных и отождествлённых метеорных орбит

Каталоги	к-Цикниды (KCG)	δ-Канкриды (NCC, SCC)
<i>Выделенные потоки</i>		
Хорватское метеорное общество (CMN), TV	140	7
Японское метеорное общество SonotaCo, TV	544	169
Астрономический институт Чешской академии наук, TV	18	—
Голландское метеорное общество, TV	5	—
<i>Невыделенные потоки</i>		
Японский каталог (MSSWG), TV	—	22
Лундский каталог (IAU MDC), Foto	59	40
Голландское метеорное общество (DMSPRC2001), TV	21	—

Таблица 3. Астероиды, отобранные из каталогов как возможные РТ для к-Цикнид

Выделенные потоки				Невыделенные потоки		
Хорватское метеорное общество (CMN), TV	Японское метеорное общество SonotaCo, TV	Астрономический институт Чешской академии наук, TV	Голландское метеорное общество, TV	Голландское метеорное общество (DMSPRC 2001), TV	Лундский каталог (IAU MDC), Foto	Японский каталог (MSSWG), TV
<i>153311 (2001 MG1)</i>	<i>153311 (2001 MG1)</i>	<i>153311 (2001 MG1)</i>	Малая статистика	<i>153311 (2001 MG1)</i>	<i>153311 (2001 MG1)</i>	—
<i>385343 (2002 LV)</i>	<i>385343 (2002 LV)</i>	<i>385343 (2002 LV)</i>		<i>385343 (2002 LV)</i>	<i>385343 (2002 LV)</i>	—
	(2012 LL9)	(2012 LL9)		(2012 LL9)		—
		(2002 JY8)				
		(2005 LP40)				

Таблица 4. Астероиды, отобранные из каталогов как возможные РТ для δ-Канкрид

Выделенные потоки				Невыделенные потоки		
Хорватское метеорное общество (CMN), TV	Японское метеорное общество SonotaCo, TV	Астрономический институт Чешской академии наук, TV	Голландское метеорное общество, TV	Японский каталог (MSSWG), TV	Лундский каталог (IAU MDC), Foto	Японский каталог (MSSWG), TV
(2001 YB5)	(2014 RS17)	—	—	—	(2014 RS17)	—
(2007 TL23)	(2006 BF56)	—	—	—	(2006 BF56)	—

Для к-Цикнид по всем каталогам метеорных орбит выделено два астероида — 153311 (2001 MG1), 385343 (2002 LV), орбиты которых дают от 90 до 100 % значение критерия Друммонда (1), не превышающее величину 0,20, и минимальное значение D -критерия Холшевникова. Астероид (2012 LL9) отобран только по трём каталогам метеорных орбит. По каталогу Астрономического института Чешской академии наук выделено ещё два астероида — (2002 JY8) и (2005 LP40).

Для δ -Канкрид по всем каталогам метеорных орбит не выделены общие астероиды, которые соответствовали бы принятым нами правилам отбора. Астероид (2014 RS17) выделен по двум каталогам — Японского метеорного общества SonotaCo и Лундского IAU MDC; астероид (2006 BF56) выделен только по каталогу Японского метеорного общества SonotaCo; астероиды (2001 YB5) и (2007 TL23) выделяются по каталогу Хорватского метеорного общества CMN.

Таким образом, для метеорного потока к-Цикниды наиболее вероятна генетическая связь с астероидами 153311 (2001 MG1) и 385343 (2002 LV), которые дают максимальный процент наиболее близких орбит по всем каталогам метеорных орбит потока, а также показывают минимальное значение D_{KHOL} критерия Холшевникова. Для потока δ -Канкриды по тем же критериям отобраны астероиды (2014 RS17) и (2006 BF56). Элементы орбит и некоторые физические свойства данных астероидов [Ишмухаметова и др., 2009; Halliday et al., 1996] приведены в табл. 5 (a — большая полуось; e — эксцентриситет; q — перигелийное расстояние; i — наклон; Ω — долгота восходящего узла; ω — аргумент перигелия; T — период обращения; H — абсолютная звёздная величина; D — эквивалентный диаметр объекта; TT — таксономический тип, все угловые величины даны в равноденствии J2000.0).

Таблица 5. Элементы орбиты (2000.0) и физические параметры астероидов (по данным (<http://www.ta3.sk/IAUC22DB/MDC2007/>, <http://newton.dm.unipi.it>. 2017, дата обращения 02.03.2017)

Астероид	a , а. е.	e	q , а. е.	i , град	Ω , град	ω , град	T , год	H	D , км	TT
153311 (2001 MG1)	2,50	0,65	0,89	28,42	142,36	218,49	3,95	17,20	1,1–2,4 ¹	–
385343 (2002 LV)	2,31	0,61	0,91	29,54	132,21	224,21	3,52	16,60	1,73	L,T; QX; S
(2014 RS17)	1,94	0,77	0,44	1,63	322,13	274,37	2,7	23,20	0,069– 0,154 ¹	–
(2006 BF56)	2,34	0,79	0,47	0,96	125,25	102,61	3,58	29,60	0,003– 0,008 ¹	–

¹ Диаметр определён на основе H и геометрического альbedo $p = 0,04$ и $p = 0,20$, принятого для астероидов типа C и S соответственно.

ОБСУЖДЕНИЕ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Как видим, орбиты выделенных астероидов вытянутые, кометоподобные. Размеры астероидов 153311 (2001 MG1), 385343 (2002 LV) также характерны для ядер комет, а астероиды (2014 RS17) и (2006 BF56), имея небольшие раз-

меры, возможно, уже являются продуктами разрушения более крупного тела. Для вновь открываемых астероидов надёжно определяются элементы орбиты, но другие параметры, такие как таксономический индекс (ТТ) и диаметр (D) определены менее надёжно или неизвестны. Приведённые в табл. 5 диаметры определены косвенно с помощью абсолютной звёздной величины (H) и геометрического альбеда (p) с большим разбросом значений.

Поиск родительских тел для метеороидного комплекса к-Цикнид проводился разными исследователями. Авторы статьи [Jones et al., 2006], используя D -критерий Саутворта-Хоккинса ($D_{SH} \leq 0,08$) и моделируя орбитальную эволюцию орбит «назад», отобрали два астероида — 53311 (2001 MG1) и (2004 LA12). Исследователи работы [Jenniskens, 2008] также относят астероиды 53311 (2001 MG1) и (2004 LA12) к возможным родительским телам к-Цикнид, а также астероид (2008 ED69). Авторы статьи [Moorhead et al., 2015] на основе критериев $D_{SH} \leq 0,25$ и $D_{SH} \leq 0,125$ выделили астероиды 53311 (2001 MG1), 385343 (2002 LV). Исследователи работы [Josep et al., 2009] также идентифицируют астероид 53311 (2001 MG1) как наиболее вероятное родительское тело для к-Цикнид. Что касается потока δ -Канкрид, то опубликованных работ по исследованию генетических связей данного потока с астероидами не найдено.

В данной работе поиск родительских тел для потоков к-Цикниды и δ -Канкриды выполнен на большом статистическом материале телевизионных и фотографических каталогов метеорных орбит с привлечением нового D -критерия Холшевникова, метрика близости орбит которого учитывает их эволюционные возмущения со временем. Достоверность полученных нами результатов подтверждается исследованиями других авторов и в тоже время позволяет уменьшить число претендентов родительских тел потоков-сирот: для к-Цикнид — астероиды 53311 (2001 MG1), 385343 (2002 LV), для δ -Канкрид — (2014 RS17), (2006 BF56).

Установление астероидов, генетически связанных с метеорными потоками, выделяет те астероиды, наблюдение и изучение которых необходимо с целью уточнения их динамических и химико-физических параметров с точки зрения оценки опасности для Земли и проектирования методов её защиты от ОЗО.

ЛИТЕРАТУРА

- [Калинин, 2013] Калинин Д. А. О критериях общности в кометных метеороидных комплексах // Изв. ВУЗов. Геодезия и аэрофотосъёмка. 2013. Вып. 5. С. 3—9.
- [Ишмухаметова и др., 2009] Ишмухаметова М. Г. (Соколова М. Г., Кондратьева Е. Д., Усанин В. С. Анализ верхнего предела D -критерия Саутворта-Хоккинса для метеороидных потоков Понс- Виннекид и Персеид // Астрон. вестн. 2009. Т. 43. № 5. С. 453—458.
- [Куликова, Калинин, 2008] Куликова Н. В., Калинин Д. А. Анализ результатов компьютерного моделирования метеороидных комплексов на основе критериев общности // Околосемная астрономия-2007: сб. тр. конф. Нальчик, 2008. С. 177—185.
- [Мак-Кроски и др., 1978] Мак-Кроски Р. Е., Шао С. И., Позен А. Прерийная болидная сеть. I — Общая информация и орбиты // Метеоритика. 1978. № 37. С. 44—68.

- [Соколова, Сергиенко, 2016] Соколова М. Г., Сергиенко М. В. Астероиды, сближающимися с Землёй, как возможные родительские тела метеорных потоков // Учёные записки Казанского ун-та. Сер. естественные науки. 2016. Т. 158. № 4. С. 583–592.
- [Drummond, 1979] Drummond J. D. On meteor/comet orbital discriminant D // Proc. South-west Regional Conference on Astronomy Astrophysics / eds. P. F. Gott, P. S. Riherd. 1979. V. 5. P. 83–86.
- [Drummond, 1981] Drummond J. D. A test of comet and meteor shower associations // Icarus. 1981. V. 45. P. 545–553.
- [Farinella et al., 1992] Farinella P., Gonzi R., Froeshle Ch., Froeshle Cl. Injecting Asteroid Fragments into Resonances // Lunar and Planetary Inst., Asteroids, Comets, Meteors. 1991 / Eds. Harris A., Bowell E. Houston: LPI, 1992. P. 167–170.
- [Halliday, 1987] Halliday I. Detection of a meteorite stream' — Observations of a second meteorite fall from the orbit of the Innisfree chondrite // Icarus. 1987. V. 69. Iss. 3. P. 550–556.
- [Halliday et al., 1990] Halliday I., Blackwell A. T., Griffin A. A. Evidence for the existence of groups of meteorite-producing asteroidal fragments // Meteoritics. 1990. V. 25. P. 93–99.
- [Halliday et al., 1996] Halliday I., Griffin A. A., Blackwell A. T. Detailed data for 259 fireballs from the Canadian camera network and inferences concerning the influx of large meteoroids // Meteoritics and Planetary Science. 1996. V. 31. P. 185–217.
- [Jenniskens, 2008] Jenniskens P. Minor Planet 2008 ED69 and the Kappa Cygnid Meteor Shower // Astronomical J. / ed. J. J. Vaubaillon. 2008. V. 136. P. 725–730.
- [Jones et al., 2006] Jones D. C., Williams I. P., Porubčan V. The Kappa Cygnid meteoroid complex // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2006. V. 371. P. 684–694.
- [Josep et al., 2009] Josep M. et al. The outburst of the κ Cygnids in 2007: clues about the catastrophic break up of a comet to produce an Earth-crossing meteoroid stream // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society / ed. Trigo-Rodríguez, J. M. Madiedo, I. P. Williams, A. J. Castro-Tirado. 2009. V. 392. Iss. 1. P. 1–496.
- [Kholshchevnikov, 2016] Kholshchevnikov K. V. Metrics in the space of orbits and their application to searching for celestial objects of common origin // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society / ed. G. I. Kokhirova, P. B. Babadzhyanov, U. H. Khamroev. 2016. V. 462. Iss. 2. P. 2275–2283.
- [Moorhead et al., 2015] Moorhead A. V. et al. The 2014 KCG meteor outburst: clues to a parent body // Astronomical J. / ed. P. G. Brown, P. Spurný, W. J. Cooke, L. Shrbený. 2015. V. 150. Iss. 4. P. 150–122.
- [Opik, 1963] Opik E. J. The stray bodies in the solar system. Part I. Survival of cometary nuclei and the asteroids // Advances in Astronomy and Astrophysics. 1963. V. 2. P. 219–262.

STUDY OF GENETIC CONNECTIONS OF THE APOLLO GROUP ASTEROIDS WITH SMALL METEOR SHOWERS

M. V. Sergienko, M. G. Sokolova

Kazan Federal University, Kremlevskaya st., Kazan, 420008, Tatarstan, Russia

At the present time, the hypothesis of the genetic relation between meteor swarms and asteroids is considered from several standpoints. First, the asteroid, as a product of the comet breakup, is a part of the cometary–asteroidal complex; second, it is not excluded that the asteroid, as an extinct comet, having generated a meteoroid swarm in the past, may break up itself and may produce a dust swarm. In the latter case, the point is how close the orbits of the fragments can be and whether their number will be enough to be observed as a meteor stream, when such a swarm is crossed by the Earth. This paper contains the result of search of parent bodies among

the Apollo group asteroids for small meteor showers κ -Cygnids and δ -Cancrids. The search is executed using the large statistical material of television and photographic catalogues of meteor orbits by Drummond's D-criterion and engaging new Kholshchevnikov's D-criterion which metric of the space of orbits considers their evolutionary disturbances appearing with time.

Keywords: meteoroid, meteor, meteor stream, asteroid, small bodies of the solar system.

Sergienko Maria Viktorovna — post-graduate, maria_sergienko@mail.ru

Sokolova Marina Gennadevna — PhD, associate professor, smarina.63@mail.ru

СПУТНИКОВЫЙ МОНИТОРИНГ СОСТАВЛЯЮЩИХ РАДИАЦИОННОГО БАЛАНСА ЗЕМЛИ ВО ВРЕМЯ ЯВЛЕНИЙ ЭЛЬ-НИНЬО В ТИХОМ ОКЕАНЕ

А. А. Спиряхина, М. Ю. Червяков

Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского (СГУ)

В статье приведён анализ пространственно-временного распределения компонентов радиационного баланса Земли во время Эль-Ниньо (Ла-Нинья) в Тихом океане по результатам спутниковых данных радиометров ИКОР-М, установленных на спутниках «Метеор-М» № 1 и № 2. Радиометр ИКОР-М предназначен для измерения потоков отражённой солнечной радиации, альbedo и поглощённой солнечной радиации. Событие Эль-Ниньо привело к увеличению альbedo до 35–45 % в тропической части Тихого океана. Был проведён анализ компонентов радиационного баланса Земли в стандартных районах Эль-Ниньо. Во время события Эль-Ниньо альbedo увеличивается во всех регионах.

Ключевые слова: Эль-Ниньо, радиометр, альbedo, коротковолновая радиация, поглощённая солнечная радиация.

В 2009 г. на орбиту был выведен ИСЗ нового поколения «Метеор-М» № 1, на борту которого был установлен радиометр ИКОР-М. Этот радиометр проработал на данном спутнике в течение пяти лет, вплоть до завершения активного существования спутника в сентябре 2014 г., фактически данные со спутника ограничиваются августом 2014 г. Аналогичный радиометр ИКОР-М установлен на борту ИСЗ «Метеор-М» № 2, который был запущен 8 июля 2014 г. Данные с этого радиометра продолжают поступать по сей день. «Метеор-М» № 1 и № 2 — гелиосинхронные спутники.

Радиометр ИКОР-М (рис. 1) предназначен для измерения потоков отражённой коротковолновой радиации в диапазоне 0,3–4,0 мкм, что позволяет получать значения альbedo и поглощённой солнечной радиации [Богданов и др., 2016; Складаров и др., 2012а, б; 2013а–в].

Данные со спутников позволили рассмотреть изменчивость таких составляющих радиационного баланса Земли, как отражённая коротковолновая радиация, альbedo и поглощённая солнечная радиация в Тихом океане во время событий Эль-Ниньо (Ла-Нинья).

Термином Эль-Ниньо называют исключительные явления, охватывающие почти весь тропический Тихий океан. Поверхность океана у побережья Южной Америки, как правило, более холодная, чем в окружающих районах, что связано с Перуанским холодным течением и апвеллингом. В декабре-январе здесь появляется тёплое течение, направленное на юг, которое способствует опусканию холодных вод. Это течение не распространяется дальше северного Перу и развивается до марта-апреля. Однако в отдельные годы потепление может быть значительно более интенсивным, сохраняться в течение длительного времени и охватывать почти весь тропический Тихий океан. Вместо ежегодного охлаждения, наступающего в марте-апреле, поверхностные воды продолжа-

ют нагреваться на большей части экваториального Тихого океана. Температура поверхности океана (ТПО) может оставаться выше средноклиматической нормы в течение года и более [Гушина, 2014].

Используя данные поглощённой солнечной радиации и альbedo, полученные с помощью радиометра ИКОР-М, была оценена возможность обнаружения явления Эль-Ниньо в Тихом океане.

На рис. 2 представлено пространственно-временное распределение альbedo, полученное по данным радиометров ИКОР с октября 2009 по март 2017 г. Для этого был построен шаблон в программе IKOR Fields Editor по меридиональным разрезам шириной в $2,5^\circ$ от 5° с. ш. до 5° ю. ш. для всей тропической части Тихого океана. Для каждого разреза проводилось осреднение величин альbedo для выделенной области за месяц. Данные за февраль 2015 г. отсутствуют.

На графике хорошо прослеживается годовой ход значений альbedo. Зимой наблюдается повышение значений альbedo: до 15–20 % — в центре Тихого океана, до 30 % — на западе. Летом прослеживается уменьшение значений характеристики в этих областях. На востоке океана годовой ход величины альbedo противоположен: в январе-феврале значения понижаются до 15–20 %, летом в данном регионе наблюдаются высокие значения до 35 %.

В районе 180° долготы (165° в. д. — 175° з. д.) в январе-феврале 2010 г. (пик Эль-Ниньо) формируется область с высокими значениями альbedo 35–40 %, связанная с развитием мощной конвективной облачности, вызванной повышением ТПО, в отдельных точках значения достигали 45 %.

Наиболее сильное и продолжительное событие Эль-Ниньо в 2015–2016 гг. привело к повышению значений альbedo до 40 % в районе 160° в. д. в июне 2015 г. и в области несколько восточнее — в январе 2016 г.

С развитием впоследствии Ла-Нинья летом 2011 и 2016 гг. область высоких значений альbedo исчезает. Повышение ТПО на западе Тихого океана в период Ла-Нинья способствует увеличению там конвективной облачности, и, следовательно, увеличению альbedo до 35 %.

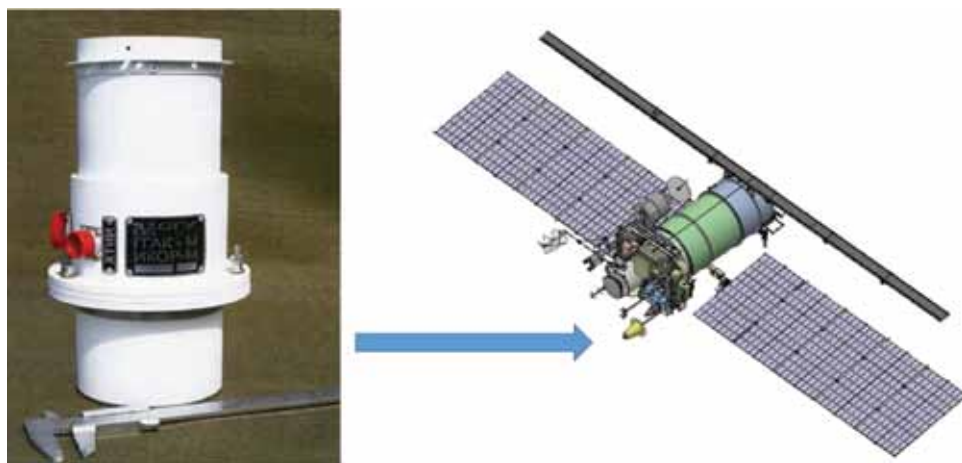


Рис. 1. — Радиометр ИКОР-М и спутник серии «Метеор-М» [Богданов и др., 2016]

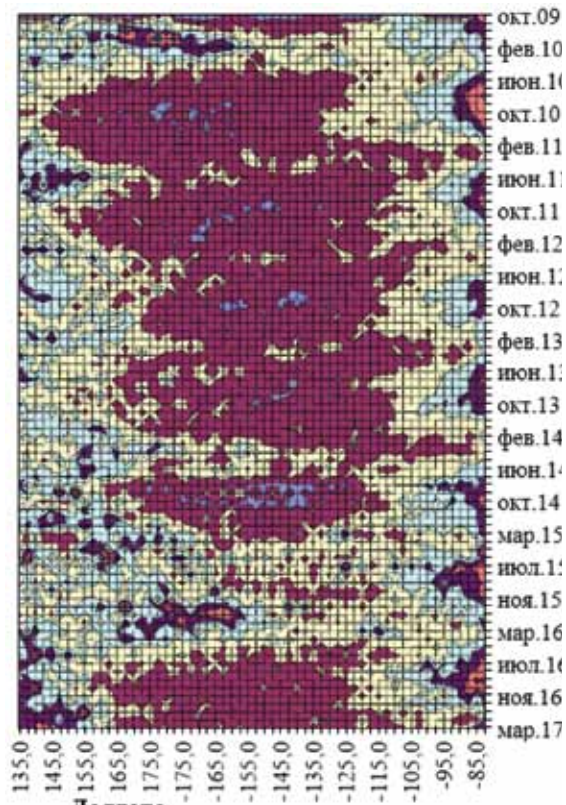


Рис. 2. Пространственно-временное распределение альbedo в экваториальной зоне Тихого океана за период с декабря 2009 г. по март 2017 г.

Отдельно был проведён анализ для стандартных областей Nino 1+2, 3, 3.4 и 4. Для расчёта среднемесячных величин альbedo и поглощённой коротковолновой радиации по этим регионам было осуществлено выделение соответствующих территорий. Имеющиеся данные со спутников позволили рассмотреть и изучить изменчивость значений составляющих радиационного баланса отдельно для каждого региона за период с 2010 по 2016 г.

Во время события Эль-Ниньо значения альbedo увеличивались во всех регионах, особенно сильно (до 25 %) в регионах Nino 3, 3.4 и 4 (по сравнению с обычными 15 % в данных областях), что обусловлено смещением конвективной облачности восточнее 160° в.д. Тихого океана. В период Эль-Ниньо Модоки в 2010 г., в регионе Nino 4 (рис. 3) в среднем значения альbedo были выше (20 %), чем во время более мощного Эль-Ниньо в 2015–2016 гг. (18 %).

Для поля поглощённой солнечной радиации в каждой выделенной области хорошо прослеживается годовой ход значения этой характеристики. Значения поглощённой коротковолновой радиации изменяются в пределах 300–400 Вт/м². Также на графиках прослеживается влияние внутритропической зоны конвергенции (ВЗК). Она проявляется уменьшением значений поглощённой радиации в декабре, так как облачность отражает значительное количество солнечной радиации.

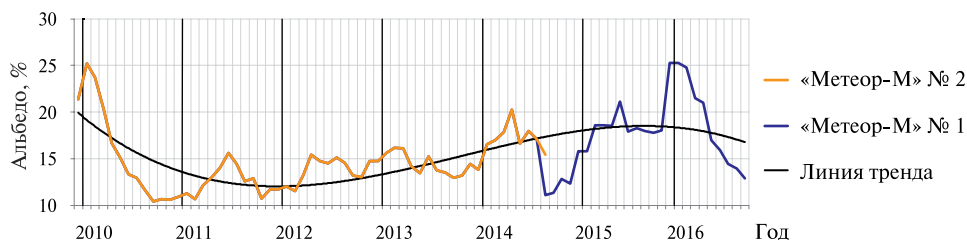


Рис. 3. Значения альбедо для региона Nino 4

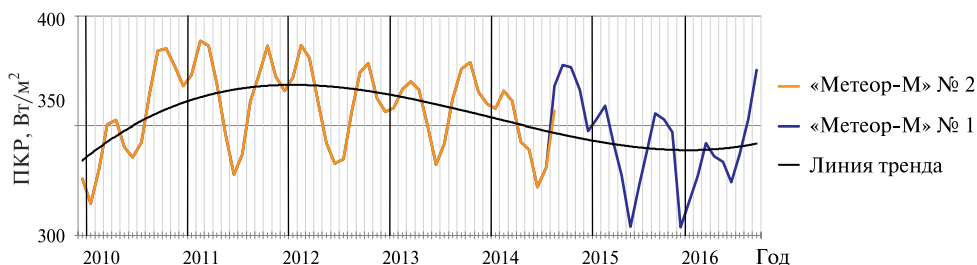


Рис. 4. Значения поглощённой солнечной радиации для Nino 4 (составлено автором)

Во всех регионах во время Эль-Ниньо в 2009 г и 2015–2016 гг. значения поглощённой радиации наблюдались в среднем ниже, чем в период между этими событиями. Это особенно ярко выражено в регионе Nino 4 (рис. 4), где во время первого события значения опустились до 314 Вт/м^2 в январе 2010 г. Во время второго события наблюдалось два минимума в июне 2015 г. — 304 Вт/м^2 и в декабре 2016 — до 303 Вт/м^2 . Полученные данные совпадают с данными NOAA для индекса ОНИ (океанический Ниньо индекс, ONI — Oceanic Nino Index) в регионе 3.4.

Работа выполнена при финансовой поддержке Русского географического общества в рамках научного проекта № 40/2016-Р.

ЛИТЕРАТУРА

- [Богданов и др., 2016] Богданов М. Б., Воробьев В. А., Котума А. И., Червяков М. Ю. Связь шкал измерителей коротковолновой отражённой радиации ИКОР-М ИСЗ «Метеор-М» № 1 и № 2 // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2016. Т. 13. № 4. С. 252–260. doi: 10.21046/2070-7401-2016-13-4-252-260.
- [Гущина, 2014] Гущина Д. Ю. Модификация Эль-Ниньо в условиях меняющегося климата: причины, мониторинг, удалённый отклик: автореф. дис. ... д-ра геогр. наук. М., 2014. 50 с.
- [Скляров и др., 2012а] Скляров Ю. А., Воробьев В. А., Котума А. И., Червяков М. Ю., Фейгин В. М. Измерения компонентов радиационного баланса Земли с ИСЗ «Метеор-М» № 1. Аппаратура ИКОР-М // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2012. Т. 9. № 2. С. 173–180.

- [Скляров и др., 2012б] Скляров Ю. А., Воробьёв В. А., Котума А. И., Червяков М. Ю., Фейгин В. М. Алгоритм обработки данных наблюдений уходящей коротковолновой радиации с ИСЗ «Метеор-М» № 1 // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2012. Т. 9. № 3. С. 83–90.
- [Скляров и др., 2013а] Скляров Ю. А., Червяков М. Ю., Воробьёв В. А., Котума А. И., Фейгин В. М. Особенности распределения поглощённой солнечной радиации в 2010–2012 годах по данным с ИСЗ «Метеор-М» № 1 // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2013. Т. 10. № 2. С. 272–283.
- [Скляров и др., 2013б] Скляров Ю. А., Червяков М. Ю., Воробьёв В. А., Котума А. И., Фейгин В. М. Особенности распределения альbedo в 2010–2012 годах по данным с ИСЗ «Метеор-М» № 1 // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2013. Т. 10. № 4. С. 107–117.
- [Скляров и др., 2013в] Скляров Ю. А., Червяков М. Ю., Воробьёв В. А., Котума А. И., Фейгин В. М. Некоторые результаты обработки данных поглощённой солнечной радиации и альbedo, полученных с помощью аппаратуры ИКОР-М // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия «Науки о Земле». 2013. Вып. 2. Т. 13. С. 30–33.

SATELLITE MONITORING OF THE EARTH RADIATION BALANCE DURING THE EL NINO EVENT IN THE PACIFIC OCEAN

A. A. Spiryakhina, M. Yu. Cherviakov

National Research Saratov State University named after N.G. Chernyshevsky (SGU)

This report describes the analysis of space-time distribution of the Earth's radiation budget in the Pacific Ocean during El Nino (La Nina), obtained using radiometers IKOR-M on the satellite Meteor M No. 1 and No. 2. Radiometer IKOR-M, designed to measure reflected solar radiation, albedo and absorbed solar radiation. The El Niño event lead to increase in albedo values about 35–45 % in the tropical Pacific. Earth's radiation budget components variability is analyzed in the El Nino standard areas. During the El Nino event, the albedo values increased in all regions.

Keywords: El Nino, radiometer, albedo, short-wave radiation, absorbed solar radiation.

Spiryakhina Anastasia Andreevna — student, kafmeteo@mail.ru

Cherviakov Maksim Yurevich — assistant professor, PhD in Geography

СОЗДАНИЕ СТЕНДОВОЙ БАЗЫ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ОТРАБОТКИ ПЕРСПЕКТИВНЫХ ОБРАЗЦОВ ЖИДКОСТНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ И ИХ АГРЕГАТОВ

А. Н. Ушков, Н. Г. Иванов, А. В. Быков

Акционерное общество «НПО Энергомаш имени академика В. П. Глушко»

Изложен опыт создания стендовой базы и проведения огневых испытаний в рамках реализации НИР и ОКР по следующим тематикам: «Проведение экспериментальной отработки воспламенения невоспламеняющихся компонентов ракетного топлива с помощью лазерного зажигательного устройства (ЛЗУ) при запуске рулевой камеры двигателя РД107 и экспериментального газогенератора»; «Исследование принципов работы и создание демонстрационного образца кислородно-керосинового ЖРД со спиновым детонационным режимом горения»; «Подготовка стендовой базы к проведению огневых испытаний модельных насадков радиационного охлаждения из ВЖ98 и КМ». В ходе проведённых работ создана многофункциональная стендовая база, позволяющая проводить экспериментальную отработку перспективных разработок в области ЖРД.

Ключевые слова: испытательный стенд, лазерное зажигательное устройство, экспериментальный газогенератор, детонационная модельная камера, силоизмерительное устройство, неохлаждаемый насадок.

В статье изложен опыт создания стендовой базы и проведения огневых испытаний в рамках реализации научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ по следующим темам.

«Проведение экспериментальной отработки воспламенения невоспламеняющихся компонентов ракетного топлива с помощью лазерного зажигательного устройства (ЛЗУ) при запуске рулевой камеры двигателя РД107 и экспериментального газогенератора»

Работы по данной тематике проводились совместно с Государственным научным центром Российской Федерации «Исследовательский центр имени М. В. Келдыша» в два этапа. В ходе первого этапа отработывалось воспламенение топлива при помощи лазерного зажигательного устройства (ЛЗУ) на экспериментальном газогенераторе. Полученный опыт был эффективно использован на втором этапе работ при отработке воспламенения топлива непосредственно в рулевой камере двигателя РД107 ракетносителя «Союз», доработанной под установку ЛЗУ (рис. 1).

Проведена серия испытаний с использованием в качестве окислителя газообразного кислорода. В ходе данных работ на экспериментальном газогенераторе проведена отладка системы управления совместно с ЛЗУ, определён оптимальный момент пробоя, минимальный порог мощности ЛЗУ, фокусное расстояние и положение проставки ЛЗУ относительно смесительной головки.

Ушков Андрей Николаевич — начальник отдела, andreyush@mail.ru

Иванов Николай Геннадьевич — заместитель начальника отдела, ivanik.ni@gmail.com

Быков Александр Владимирович — инженер-конструктор



Рис. 1

Для моделирования реальных условий запуска на сооружении 4 научно-испытательного комплекса АО «НПО Энергомаш» смонтирована и внедрена в эксплуатацию система подачи жидкого кислорода.

Созданная в рамках данной работы стендовая база позволила провести успешную отработку воспламенения топлива (кислород + керосин) при помощи ЛЗУ в условиях, максимально приближённых к работе рулевой камеры двигателя РД107 на предварительной ступени.

«Исследование принципов работы и создание демонстрационного образца кислородно-керосинового ЖРД со спиновым детонационным режимом горения» (заказчик — Фонд перспективных исследований)

В рамках данной работы выполнено проектирование, монтаж и ввод в эксплуатацию второго рабочего места сооружения 4 научно-испытательного комплекса АО «НПО Энергомаш».

Данное рабочее место представляет собой испытательный стенд, предназначенный для проведения огневых испытаний детонационной модельной камеры. В состав стенда входят пневмогидравлические системы, система управления и регулирования, системы измерений и общепромышленные системы.

Выполнение заданной настройки и циклограммы на испытание обеспечивает совместная работа пневмогидравлических систем и системы управления стенда.

Для инициации процесса детонации в стендовую систему управления интегрирована экспериментальная система зажигания (разработка Уфимского научно-производственного предприятия «Молния»), позволяющая генерировать как одиночные разряды, так и их серию с временной задержкой от 35 мс между импульсами и энергией в импульсе от 2,3 до 9,5 Дж.

Штатная система измерений позволяет регистрировать до трёхсот параметров (давления, пульсации давлений, температуры, расходы и вибрации), включая замеры непосредственно на испытуемом изделии и общестендовые параметры.

Стандартные средства измерений не позволяют диагностировать процесс возникновения и движения детонационных волн. Данная проблема связана с быстротечностью процессов и конструкцией детонационной модельной камеры (ДМК). Риск создания зон локального перегрева на внутренних стенках камеры затрудняет размещение контактных датчиков на ДМК. В качестве наиболее эффективного средства регистрации детонационных волн, переходных процессов и процессов горения используется видеосъёмка среза сопла ДМК при помощи высокоскоростной видеокамеры (до 480 000 кадров/с). Расположение высокоскоростной камеры в огневом боксе представлено на снимке (рис. 2).

Обработка полученной информации осуществляется согласно разработанной методике определения скорости и количества детонационных волн в ДМК, посредством использования программы CardV (разработка Института гидродинамики им. М. А. Лаврентьева Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск).

Существующие средства измерений также не позволяют определить величину температуры на внутренних стенках ДМК. В настоящее время прорабатывается вопрос о возможности использования тепловизора для визуализации распределения температурных полей внутри ДМК.

Определяющим параметром при оценке эффективности спиновой непрерывной детонации является величина тяги ДМК. Для выполнения прямых измерений уровня тяги в огневом боксе смонтировано силоизмерительное устройство (диапазон измерений 500–5000 кг). На снимке (рис. 3) представлено расположение ДМК и силоизмерительного устройства в огневом боксе.



Рис. 2



Рис. 3

В 2016 г. на втором рабочем месте сооружения 4 проведена серия из 16 огневых испытаний ДМК. В 2017 г. данные работы будут продолжены.

«Подготовка стендовой базы к проведению огневых испытаний модельных насадков радиационного охлаждения из ВЖ98 и КМ» (заказчик — ГНЦ «Исследовательский центр имени М. В. Келдыша»)

Основным параметром при оценке возможности создания камеры с радиационным охлаждением является значения температур на стенках насадка, а также оценка влияния увеличения расхода через завесу на величину удельного импульса. Кроме того, при проведении данных работ необходимо определить величину деформации неохлаждаемого насадка после каждого огневого испытания.

При измерении температуры планируется использовать поверхностные термопары на насадке из сплава ВЖ98 и термопары на специально изготовленном кронштейне для насадка из КМ. Термопары располагаются на поверхности насадка в трёх поясах, по четыре замера в каждом поясе.

В настоящее время в АО «НПО Энергомаш» активно ведутся работы по модернизации стендовой базы в целях обеспечения требований, предъявляемых заказчиком к проведению данных работ.

Выводы

В ходе проведённых работ в АО «НПО Энергомаш имени академика В. П. Глушко» создана многофункциональная стендовая база, позволяющая проводить на ряду с испытаниями товарной продукции экспериментальную отработку перспективных разработок в области жидкостных ракетных двигателей.

ESTABLISHMENT OF TEST FACILITIES FOR CARRYING OUT EXPERIMENTAL DEVELOPMENT OF PERSPECTIVE SAMPLES OF ROCKET ENGINES AND THEIR UNITS

A. N. Ushkov, N. G. Ivanov, A. V. Bykov

AO "NPO Energomash them. of Academician V.P. Glushko"

Describes the experience of creation of test facilities and conducting fire tests in the framework of R & d on the following topics: "Experimental study of ignition non-flammable propellants with laser incendiary device (LZU) after you start steering engine RD107 and experimental gas generator"; "A study of the principles of work and create a demo / oxygen-kerosene rocket engine with rotating detonation combustion mode," "Preparation of test facilities to conduct fire tests of a model nasadka radiative cooling of ВЖ98 and КМ." In the course of this work we created a test base that allows you to check a promising development in the field of LRE.

Keywords: test stand, laser incendiary device, experimental gas generator, detonation model camera, force measuring device, uncooled nozzles.

Ushkov Andrey Nikolaevich — head of division, andreyush@mail.ru

Ivanov Nikolai Gennadievich — deputy head of division, ivanik.ni@gmail.com

Bykov Aleksandr Vladimirovich — engineer-designer

О ВОЗМОЖНОЙ ОСОБЕННОСТИ ИСКАЖЕНИЙ СВЕРХКОРОТКОГО РАДИОИМПУЛЬСА НА МЕЖПЛАНЕТНОЙ ТРАССЕ

Ю. С. Худышев, Г. М. Стрелков

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук (ФИРЭ РАН)

Рассмотрены возможные особенности дисперсионных искажений радиоимпульса, являющегося смесью относительно сильного хаотического и слабого детерминированного подымпульсов, на трассах с интегральными электронными концентрациями, характерными для межпланетных расстояний. Спектры подымпульсов принадлежат разным частотным интервалам, а их энергии различаются в десятки раз. Показано, что при надлежащем выборе параметров излучаемого импульса в процессе распространения происходит постепенное разделение формирующих его подымпульсов во времени. При этом хаотический подымпульс многократно уширяется, а детерминированный, напротив, сжимается, так что соотношение между соответствующими им величинами плотности потока мощности излучения становится обратным аналогичному соотношению для излучаемого импульса.

Ключевые слова: хаотический радиоимпульс, межпланетная плазма, дисперсионные искажения.

ВВЕДЕНИЕ

Задачи поиска способов повышения помехоустойчивости и скрытности действия систем связи и локации в настоящее время решаются, в том числе, с введением в анализ хаотических (шумоподобных) радиосигналов (см., например, [Гуляев и др., 2003; Кальянов, 2009; Костенко и др., 2017]). Параметры таких сигналов (амплитуда, фаза, частота) изменяются в течение их длительности совместно или по отдельности в соответствии с разработанными математическими алгоритмами (примеры см., например, в работах [Васюта и др., 2012; Seventline et al., 2010]). При этом с переходом к каждому последующему импульсу излучаемой последовательности применяемый для его формирования алгоритм может изменяться.

Анализ источников показывает, что при получении и сопоставлении оценок эффективности применения того или иного алгоритма пока не нашли отражения вопросы возможного влияния на них среды распространения. Между тем на достаточно протяжённых трассах частотная дисперсия заведомо будет приводить к изменению дифференциальных и интегральных характеристик распространяющихся сигналов, что обусловит и последующие вариации соответствующих оценок. Поэтому обращение к хаотическим сигналам означает одновременно и возникновение нового круга радиофизических задач, связанных с описанием дисперсионных искажений электромагнитных сигналов в природных средах. Имеющиеся здесь решения всегда основаны на их представлении в виде интеграла Фурье, последующее вычисление которого выпол-

Худышев Юрий Сергеевич — младший научный сотрудник, XAntaresX@yandex.ru
Стрелков Герман Михайлович — доктор физико-математических наук, профессор

няется в рамках тех или иных приближений, учитывающих характерные особенности начального комплексного спектра сигнала и частотного хода комплексного показателя преломления среды (см., например, [Виноградова и др., 1979; Кузелев, Рухадзе, 2007]). Однако существующие подходы оказываются неприменимыми в случае хаотических сигналов, спектры которых, во-первых, не описываются аналитическими соотношениями и, во-вторых, как правило, имеют шумоподобный вид. Последнее и обусловило альтернативное определение хаотических сигналов как шумоподобных. Заметим, наконец, что ошибки описания процесса распространения импульсов, вносимые при преобразованиях подынтегрального выражения в интеграле Фурье, проследить возможным не представляется.

В работе [Гуляев, Стрелков, 2006] получено аналитическое описание процесса распространения радиоимпульса с начальной формой и законом частотной модуляции общего вида в холодной изотропной плазме. Принципиальной особенностью описания является то, что оно основано не на частотном, а на временном представлении сигнала. Поэтому описание равноприменимо как к детерминированным, так и хаотическим импульсам. Цель предлагаемой работы — на основе статьи [Гуляев, Стрелков, 2006] рассмотреть возможный характер дисперсионных искажений импульса, представляющего собой смесь сильного хаотического и слабого детерминированного подымпulses в холодной плазменной среде при интегральной электронной концентрации трассы, характерной для межпланетных расстояний. Нижеприведённые результаты частично изложены в работе [Стрелков, Худышев, 2014].

АНАЛИТИЧЕСКИЕ И РАСЧЁТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Примем, что излучаемый импульс представляет собой смесь двух подымпulses равной длительности $t_{\text{и}}$ — хаотического и детерминированного. Величины, характеризующие указанные подымпulses, далее будем обозначать индексами 1 и 2 соответственно. Тогда поле излучаемого импульса $E(0; t)$ есть сумма полей подымпulses E_1 и E_2 . Поле первого подымпulses задаётся как решение стохастического дифференциального уравнения вида (модифицированное уравнение Ван дер Поля)

$$\ddot{E}_1(0; t) + (\omega_p)^2 E_1(0; t) = (\omega_p)^2 (\varepsilon - E_1^2(0; t)) \dot{E}_1(0; t) + \omega_p^2 \sqrt{2D} \cdot \xi(t), \quad (1)$$

полученного перенормировкой соответствующего уравнения из статьи [Вадивасова и др., 2006]. Здесь t — время; $\xi(t)$ — нормированный гауссовский белый шум, моделируемый по работе [Vox, Muller, 1958]; D — константа, задающая его интенсивность; f_p — собственная частота осциллятора; $\omega_p = 2\pi f_p$; $\varepsilon \ll 1$ — параметр, определяющий степень квазигармоничности колебаний напряжённости поля в подымпulse в отсутствии шума. Величина f_p полагалась постоянной либо изменяющейся во времени по линейному закону

$$f_p(t) = f_p - \Delta f_1 \left[\frac{t}{t_{\text{и}}} - 0,5 \right], \quad (2)$$

где Δf_1 — девиация частоты хаотического импульса.

Второй подымпульс — частотно-модулированный, его мгновенная частота описывается выражением

$$v(0; t) = f' + \Delta v(0; t), \quad (3)$$

где $f' = 0,5(f_H + f_B)$ — средняя несущая частота; f_H и f_B — нижнее и верхнее значения мгновенной частоты;

$$\Delta v(0; t) = \frac{f_H}{\sqrt{1 - \frac{t}{t_H} \left(1 - \left(\frac{f_H}{f_B} \right)^2 \right)}} - f' \quad (4)$$

— текущее приращение мгновенной частоты. Иначе: $f_{B,H} = f' \pm \Delta f_2/2$ и Δf_2 — девиация частоты детерминированного импульса. В соответствии с выражением (4) поле второго подымпульса описывается выражением (E_{02} — амплитуда детерминированного подымпульса; $\omega_H = 2\pi f_H$ и $\omega_B = 2\pi f_B$):

$$E_2(0; t) = E_{02} \cdot \sin \left[\frac{2\omega_H}{1 - (\omega_H/\omega_B)^2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{t}{t_H} \left(1 - \left(\frac{\omega_H}{\omega_B} \right)^2 \right)} \right) \right], \quad 0 \leq t \leq t_H. \quad (5)$$

Согласно статье [Гуляев, Стрелков, 2006], последующая эволюция импульса, распространяющегося в холодной плазме, описывается соотношениями: при $0 \leq t' \leq t_H$ —

$$E(z; t') = E(0; t') - \int_0^{t'} \sqrt{\frac{\delta}{\theta}} \cdot J_1(2\sqrt{\delta\theta}) \cdot \exp(-v_3\theta) E(0; t' - \theta) d\theta \quad (6)$$

и при $t' > t_H$ —

$$E(z; t') = - \int_{t'-t_H}^{t'} \sqrt{\frac{\delta}{\theta}} \cdot J_1(2\sqrt{\delta\theta}) \cdot \exp(-v_3\theta) E(0; t' - \theta) d\theta. \quad (7)$$

В равенствах (6) и (7) введены обозначения: $t' = t - z/c$; z — длина трассы; c — скорость света; v_3 — эффективная частота соударений; $\delta = \delta(z) = \omega_0^2 z/(2c)$; $\omega_0^2 = 31,81 \cdot 10^8 N_e$ — квадрат плазменной частоты; N_e — электронная концентрация (см^{-3}). Нетрудно видеть, что параметр δ прямо пропорционален величине интегрального электронного содержания трассы $\text{TEC} = \int_z N_e(z) dz$:

$$\delta = \frac{31,81 \cdot 10^2}{2c} \text{TEC} \text{ м}^{-2}.$$

Все приводимые ниже данные по деформации радиоимпульсов получены с применением формул (6) и (7) в предположении бесстолкновительной плазмы ($v_3 = 0$).

ИСКАЖЕНИЯ СМЕСИ ПОДЫМПУЛЬСОВ НА ПРОТЯЖЁННОЙ ТРАССЕ

На рис. 1 приведён пример излучаемого импульса для случая $f_p = \text{const}$. Параметры формирующих его подымпulses указаны в подписи. На рис. 1а подымпulses E_1 и E_2 показаны в отдельности. Их энергия $W_1 = \int_0^{t/t_n} |E_1|^2 d(t/t_n)$ и $W_2 = \int_0^{t/t_n} |E_2|^2 d(t/t_n)$ заметно различаются и равны 0,5 и 0,02 соответственно. Поэтому детерминированный подымпulse E_2 на рис. 1а можно рассматривать как импульс, излучаемый на фоне маскирующих колебаний поля хаотического подымпulses E_1 . Полное поле излучаемого импульса E показано на рис. 1б. Можно видеть, что второй подымпulse весьма незначительно изменяет кривую $E_1(0; t)$, изображённую на рис. 1а, и судить по виду кривой $E(0; t)$ о присутствии в импульсе детерминированной составляющей, по-видимому, затруднительно. При этом спектры подымпulses разнесены по частотной оси (рис. 1в), что обеспечивает их последующее разделение уже во времени.

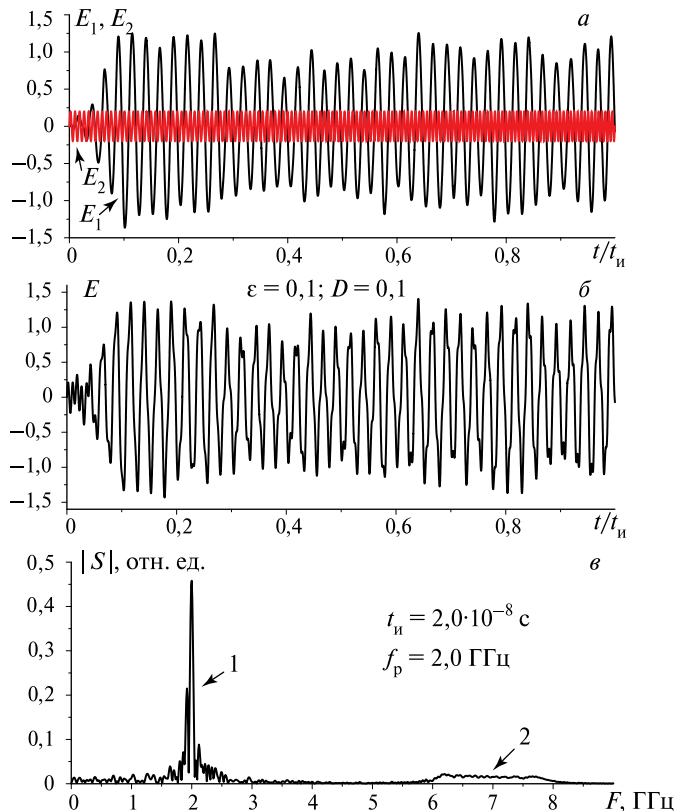


Рис. 1. Пример излучаемого импульса при постоянной резонансной частоте осциллятора: а — хаотический и детерминированный подымпulses; б — излучаемый импульс; в — амплитудный спектр излучаемого импульса при $f_p = 2$ ГГц; $t_n = 2 \cdot 10^{-8}$ с; $E_1(0; t) = \dot{E}_1(0; t) = 0$; $\epsilon = 0,1; D = 0,5; E_{02} = 0,2; \Delta f_2 = 2$ ГГц; $f_H = 6$ ГГц; $f_B = 8$ ГГц

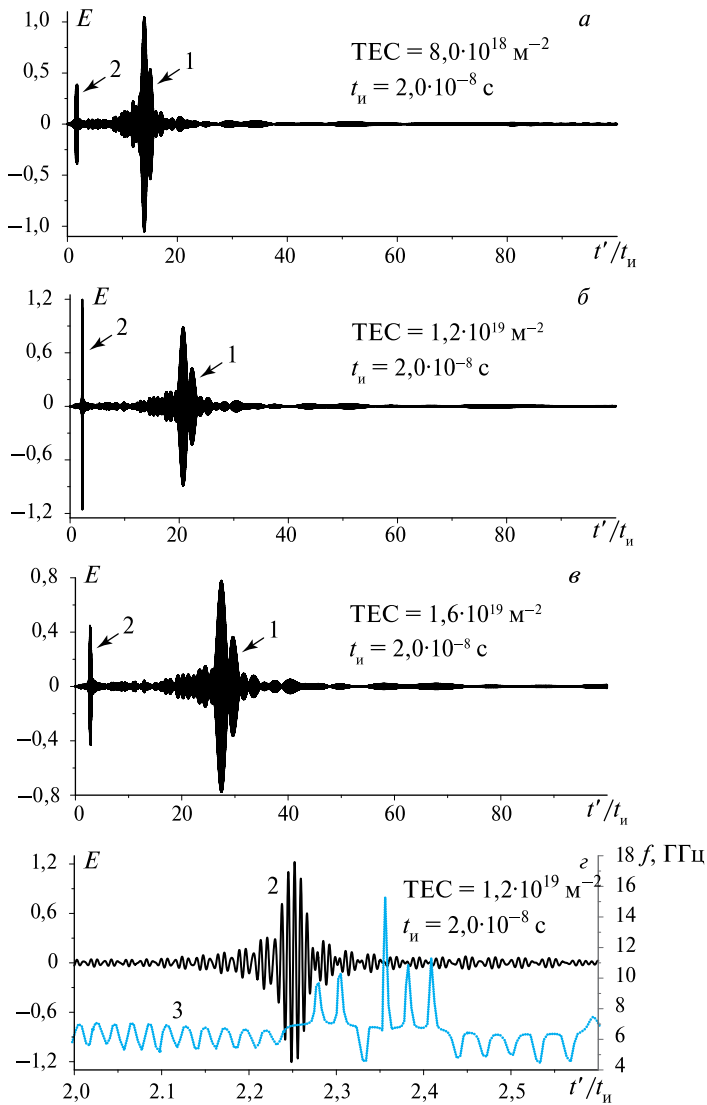


Рис. 2. Искажения импульса, изображённого на рис. 1б, при $TEC = 8 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-2}$ (а); $1,2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-2}$ (б) и $1,6 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-2}$ (в); напряжённость поля (кривая 2) и мгновенная частота (кривая 3) детерминированного импульса при $TEC = 1,2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-2}$ (г) ($E_{02} = 0,2$; $t_{и} = 20 \text{ нс}$)

Рисунок 2 иллюстрирует возможные искажения импульса, изображённого на рис. 1б, при прохождении трассы с величинами TEC , соответствующими межпланетным расстояниям. С увеличением TEC подымпульсы 1 и 2 вначале разделяются, далее временной интервал между ними монотонно возрастает (см. рис. 2а–в). Сами подымпульсы деформируются по-разному. Хаотический подымпульс многократно уширяется во времени, что равносильно уменьшению в среднем пиковых величин поля в пределах его текущей длительности.

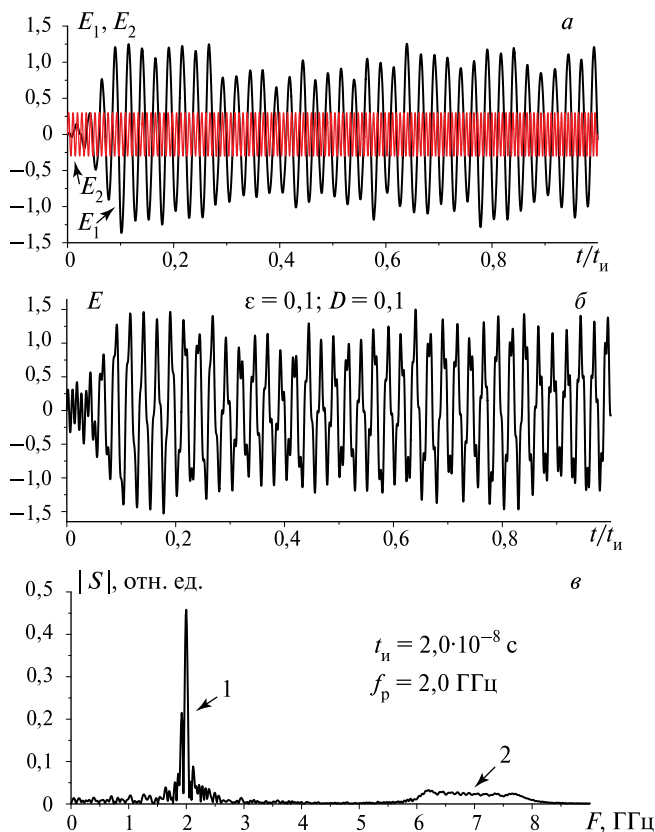


Рис. 3. Пример излучаемого импульса при постоянной резонансной частоте осциллятора: *a* — хаотический и детерминированный подымпulse; *б* — излучаемый импульс; *в* — амплитудный спектр излучаемого импульса при $f_p = 2$ ГГц; $t_n = 2 \cdot 10^{-8}$ с; $E_1(0; t) = \dot{E}_1(0; t) = 0$; $\varepsilon = 0,1$; $D = 0,5$; $E_{02} = 0,3$; $\Delta f_2 = 2$ ГГц; $f_n = 6$ ГГц; $f_b = 8$ ГГц

Напротив, временной интервал, занимаемый детерминированным подымпulseм, значительно сужается и пиковые величины поля в его пределах значительно превышают начальные величины поля E_2 . Сопоставление величины поля для детерминированного подымпulse на рис. 2а, б, и в позволяет заключить также, что его максимальное сжатие реализуется в некотором ограниченном интервале величин $t_{ес}$ и, таким образом, может регулироваться. Рисунок 2г представляет собой построенную в крупном масштабе часть рис. 2б, которая отвечает интервалу временной оси со значениями $t'/t_n = 2 \dots 2,7$ и содержит только деформированный детерминированный подымпulse (кривая 2). Видно, что напряжённость поля в сжатом детерминированном импульсе претерпевает регулярные колебания с нулевым средним. Мгновенную частоту колебаний f и её зависимость от времени можно оценить, используя соотношение $f(t') = 1/\Delta t'(t')$, где $\Delta t'$ — временной интервал между парой нулей функции $E(z; t')$ с номерами k и $k + 2$ и момент начала нумерации выбирается произвольно. Положение на оси нуля с номером $k + 1$ определит тогда момент времени, к которому относится оценка мгновенной частоты.

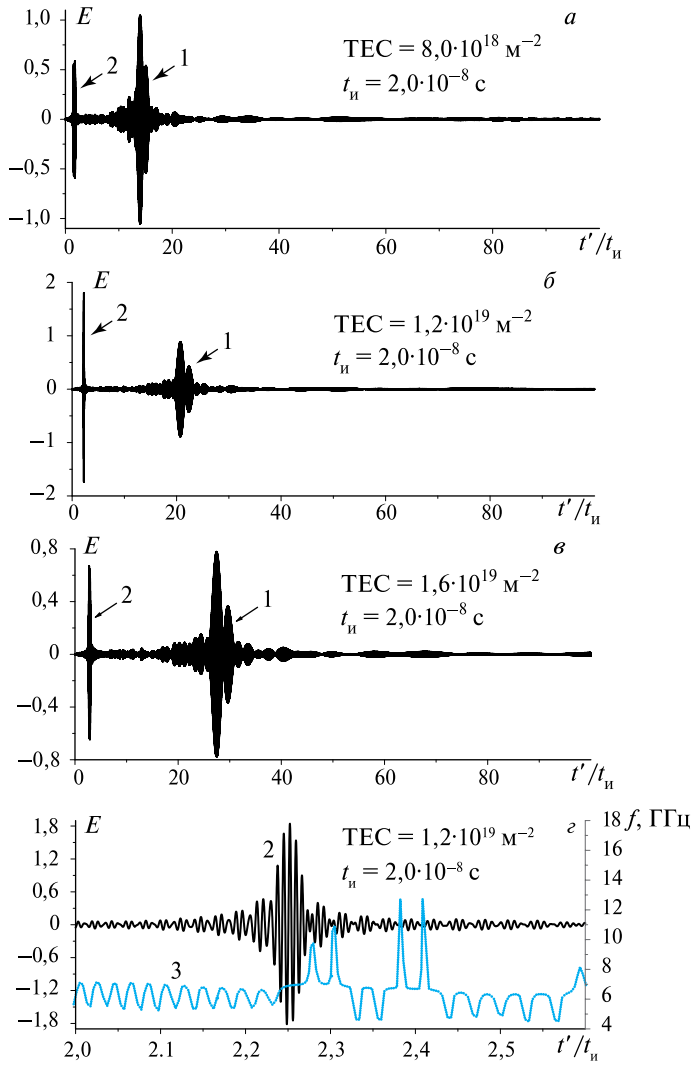


Рис. 4. Искажения импульса, изображённого на рис. 3б, при $TEC = 8 \cdot 10^{18} \text{ M}^{-2}$ (а); $1,2 \cdot 10^{19} \text{ M}^{-2}$ (б) и $1,6 \cdot 10^{19} \text{ M}^{-2}$ (в); напряжённость поля (кривая 2) и мгновенная частота (кривая 3) детерминированного импульса при $TEC = 1,2 \cdot 10^{19} \text{ M}^{-2}$ (г) ($E_{02} = 0,3$; $t_n = 20 \text{ нс}$)

Результаты оценок величины f отражает на рис. 1г кривая 3. Можно видеть, что во временном интервале, занимаемом детерминированным импульсом, частота колебаний поля заключена примерно в пределах частотного интервала, занимаемого на рис. 1в его спектром, что и следовало ожидать. Таким образом, воздействие среды распространения фактически обуславливает выделение полезного сигнала из шумообразного.

Рисунки 3 и 4 аналогичны рис. 1 и 2, но построены для случая детерминированного импульса с амплитудой $E_{02} = 0,3$. Энергии подымпulses 1 и 2 (см. рис. 3а) равны теперь 0,5 и 0,045 соответственно и различаются в ~ 11 раз.

В остальном параметры подымпulseв остаются неизменными, равно как и смысл кривых 2 и 3 на рис. 4г. Увеличение отношения W_2/W_1 энергий подымпulseв на рис. 3 по сравнению с аналогичной величиной на рис. 1 по-прежнему практически не сказывается на форме кривой $E(0; t)$ и, таким образом, не даёт возможности визуально установить присутствие излучаемого импульсе (см. рис. 3б) слабого детерминированного подымпulseа. После разделения подымпulseв и уширения первого и сжатия второго из них относительное увеличение энергии детерминированного импульса выражено проявляется на высотах максимумов 2 на рис. 4. Так, на рис. 4б высота максимума 2 близка к $\sim 1,8$, тогда как на рис. 2б — к $\sim 1,2$. Разница в высотах становится ещё более выраженной, если сопоставлять не величины поля E_2 , а плотности потока мощности излучения в распространяющемся импульсе, т.е. в этом случае величины E_2^2 . Что касается мгновенной частоты, то параметры задачи для рис. 4 и 2 различаются только величиной E_{02} . Поэтому величина f в пределах максимума 2 на рис. 4г и 2г принимает практически одинаковые значения, принадлежащие частотному интервалу, занимаемому спектром детерминированного подымпulseа.

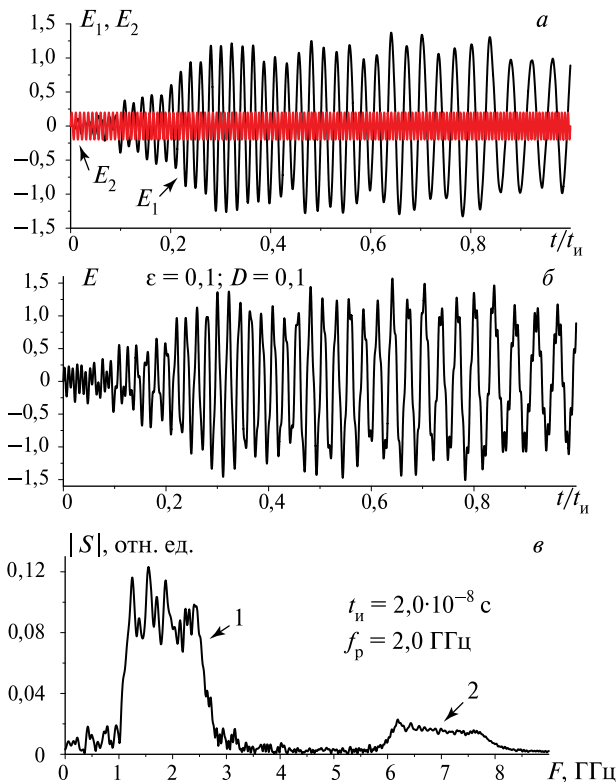


Рис. 5. Пример излучаемого импульса при линейно изменяющейся резонансной частоте осциллятора: *a* — хаотический и детерминированный подымпulseы; *б* — излучаемый импульс; *в* — амплитудный спектр излучаемого импульса при $f_p = 2$ ГГц; $\Delta f_1 = 2$ ГГц; $t_n = 2 \cdot 10^{-8}$ с; $E_1(0; t) = \dot{E}_1(0; t) = 0$; $\varepsilon = 0,1$; $D = 0,5$; $E_{02} = 0,2$; $\Delta f_2 = 2$ ГГц; $f_H = 6$ ГГц; $f_B = 8$ ГГц

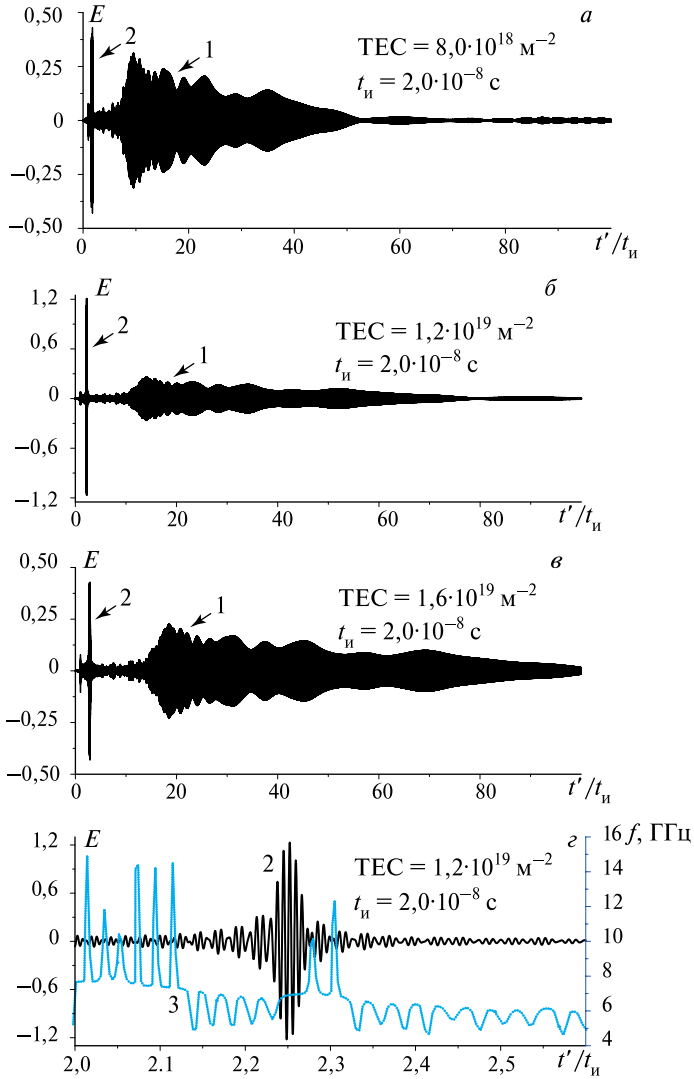


Рис. 6. Искажения импульса, изображённого на рис. 5б, при $TEC = 8 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-2}$ (а); $1,2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-2}$ (б) и $1,6 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-2}$ (в); напряжённость поля (кривая 2) и мгновенная частота (кривая 3) детерминированного импульса при $TEC = 1,2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-2}$ (г) ($E_{02} = 0,2$; $t_{и} = 20 \text{ нс}$; $\Delta f_1 = 2 \text{ ГГц}$)

Содержание рис. 5–8 аналогично содержанию рис. 1–4. Построены они, однако, уже для частотно-модулированного хаотического импульса, когда резонансная частота в уравнении (1) изменяется в соответствии с формулой (2), при $f_p = 2 \text{ ГГц}$ (как и на рис. 1–4) и девиации частоты $\Delta f_1 = 2 \text{ ГГц}$. В результате уширяются частотный интервал, занимаемый спектром хаотического подымпульса (см. рис. 5в и 7в) и, как следствие, интервал значений скоростей распространения гармоник, его формирующих. В результате частотно-модулированный хаотический подымпульс уширяется быстрее и значительней по сравне-

нию с подымпульсом, для которого $f_p = \text{const}$. Этот эффект визуально следует из сопоставления кривых 1 на рис. 2б и 6б или на рис. 4б и 8б. Можно видеть, что введение частотной модуляции может обеспечивать значительное возрастание отношения максимумов поля подымпульсов 2 и 1.

Дополнительно заметим, что в рассмотренных примерах частота колебаний поля для хаотического импульса в пределах его длительности уменьшается во времени, что визуально нетрудно проследить по кривым поля E_1 на рис. 5а и 7а. Тем самым достигается дополнительное уширение первого подымпульса, чем в случае $f_p = \text{const}$ и прочих равных условиях. Мгновенная частота колебаний поля в пределах сжатого детерминированного подымпульса на рис. 6г и 8г по сравнению мгновенной частотой на рис. 2г и 4г не изменяется, что и следовало ожидать, исходя из предыдущего.

Самостоятельной является задача о разделении хаотического и детерминированного подымпульсов в случае, когда положение их спектров на частотной оси полностью или частично перекрывается.

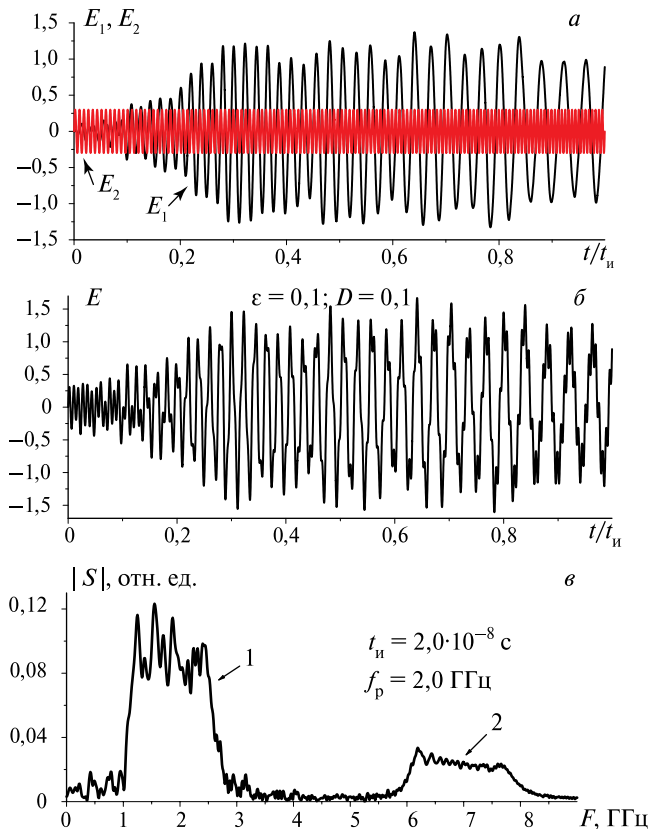


Рис. 7. Пример излучаемого импульса при линейно изменяющейся резонансной частоте осциллятора: а — хаотический и детерминированный подымпульсы; б — излучаемый импульс; в — амплитудный спектр излучаемого импульса при $f_p = 2$ ГГц; $\Delta f_1 = 2$ ГГц; $t_{и} = 2 \cdot 10^{-8}$ с; $E_1(0;t) = \dot{E}_1(0;t) = 0$; $\varepsilon = 0,1$; $D = 0,5$; $E_{02} = 0,3$; $\Delta f_2 = 2$ ГГц; $f_H = 6$ ГГц; $f_B = 8$ ГГц

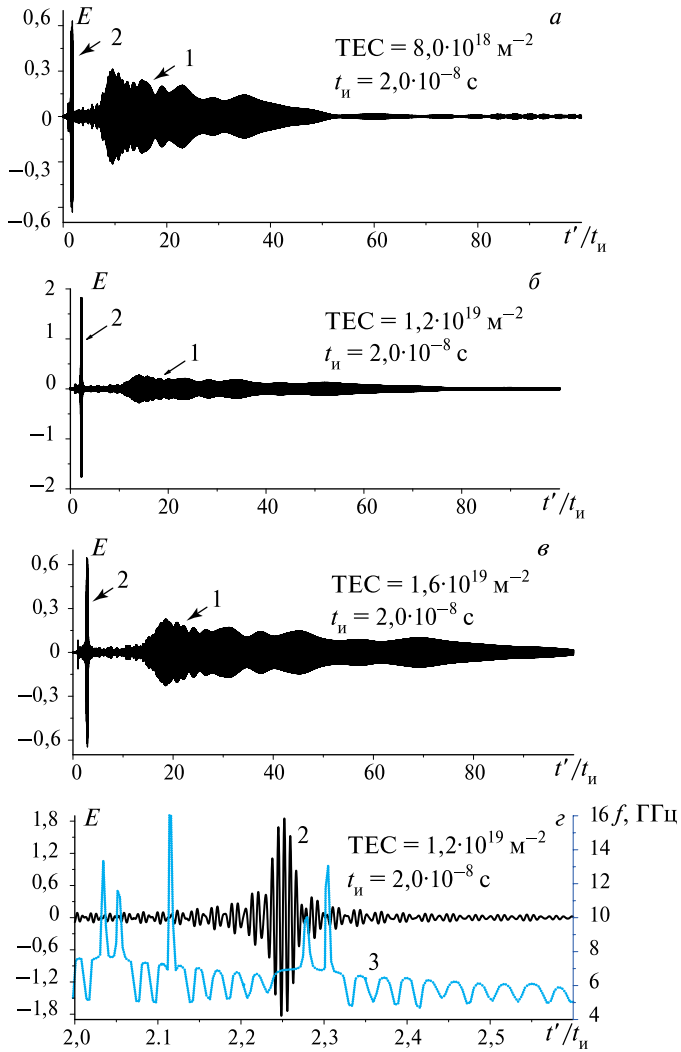


Рис. 8. Искажения импульса, изображённого на рис. 7б, при $TEC = 8 \cdot 10^{18} \text{ M}^{-2}$ (а); $1,2 \cdot 10^{19} \text{ M}^{-2}$ (б) и $1,6 \cdot 10^{19} \text{ M}^{-2}$ (в); напряжённость поля (кривая 2) и мгновенная частота (кривая 3) детерминированного импульса при $TEC = 1,2 \cdot 10^{19} \text{ M}^{-2}$ (г) ($E_{02} = 0,3$; $t_n = 20 \text{ нс}$; $\Delta f_1 = 2 \text{ ГГц}$)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изложены результаты теоретического анализа процесса распространения по межпланетной трассе радиоимпульса, являющегося смесью хаотического подымпульса и прямоугольного детерминированного подымпульса со специальным законом частотной модуляции. Хаотический импульс моделируется синусоидой со случайными амплитудой и фазой. Частотные интервалы, занимаемые амплитудными спектрами импульсов, не пересекаются, причём спектр детерминированного подымпульса формируется гармониками с относительно

высокими частотами. Энергия хаотического подымпурса многократно превышает энергию детерминированного подымпурса, так что последний влияет на форму излучаемого импульса незначительно.

При рассмотренных характеристиках излучаемого импульса с увеличением интегрального электронного содержания трассы в процессе распространения происходит постепенное разделение импульсов на временной оси. При этом пиковые значения поля в хаотическом подымпурсе постепенно уменьшаются из-за его уширения, а пиковое значение поля в детерминированном подымпурсе, напротив, может значительно возрастать вследствие его сжатия. Иначе: при выбранном законе частотной модуляции межпланетная среда в рассматриваемой задаче по отношению к детерминированному подымпурсу фактически проявляется как идеальный согласованный фильтр. Эффект разделения может проявиться и при пересечении частотных интервалов, занимаемых спектрами подымпурсов. Обсуждается возможность его использования при передаче информации по трассам с большими величинами Гес.

ЛИТЕРАТУРА

- [Вадивасова и др., 2006] *Вадивасова Т. Е., Анищенко В. С., Окрокверцхов Г. А., Захарова А. С.* Статистические свойства мгновенной фазы зашумленных периодических и хаотических автоколебаний // Радиотехника и электроника. 2006. Т. 51. № 5. С. 580–592.
- [Васюта и др., 2012] *Васюта К. С., Малышев А. А., Зоц Ф. Ф.* Анализ корреляционных свойств хаотических радиоимпульсов // Системы обработки информации. 2012. Т. 2. В. 2(101). С. 22–25.
- [Виноградова и др., 1979] *Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П.* Теория волн. М.: Наука. Физматлит, 1979. 384 с.
- [Гуляев, Стрелков, 2006] *Гуляев Ю. В., Стрелков Г. М.* Распространение сверхширокополосного радиоимпульса в холодной плазме // Докл. РАН. 2006. Т. 408. № 6. С. 754–757.
- [Гуляев и др., 2003] *Гуляев Ю. В., Беляев Р. В., Воронцов Г. М.* и др. Информационные технологии на основе динамического хаоса для передачи, обработки, хранения и защиты информации // Радиотехника и электроника. 2003. Т. 48. № 10. С. 1157–1185.
- [Кальянов, 2009] *Кальянов Э. В.* Скрытая передача информации при использовании запаздывания для выделения полезного сигнала из маскирующих колебаний // Письма в Журн. технической физики. 2009. Т. 35. № 6. С. 56–62.
- [Костенко и др., 2017] *Костенко П. Ю., Слободянюк В. В., Барсуков А. Н.* Скрытность аналитических хаотических сигналов // Изв. ВУЗов. Радиоэлектроника. 2017. Т. 60. № 3. С. 166–175.
- [Кузелев, Рухадзе, 2007] *Кузелев М. В., Рухадзе А. А.* Методы теории волн в средах с дисперсией. М.: Физматлит, 2007. 270 с.
- [Стрелков, Худышев, 2014] *Стрелков Г. М., Худышев Ю. С.* Дисперсионные искажения хаотического радиоимпульса при распространении в межпланетной плазме // Региональная 20-я конф. по распространению радиоволн: сб. тр. конф. СПб: СПбГУ, 2014. С. 80–83.
- [Box, Muller, 1958] *Box G. E. P., Muller M. E.* A note on the generation of random normal deviates // Annals of Mathematical Statistics. 1958. V. 29. No. 2. P. 610–611.
- [Seventline et al., 2010] *Seventline J. B., Rani D. E., Rajeswari K. R.* Ternary Chaotic Pulse Compression Sequences // Radioengineering. 2010. V. 19. No. 3. P. 415–419.

ON THE POSSIBLE PECULIARITY OF DISTORTION OF A ULTRASHORT RADIO WAVE PULSE ON THE INTERPLANETARY PATH

Y. S. Khudyshev, G. M. Strelkov

Fryazino branch of the Kotel'nikov Institute of Radioengineering and Electronics
of Russian Academy of Sciences (IRE RAS)

Possible features of the dispersion distortions of the radio wave pulse, which is a mixture of relatively strong chaotic and weak deterministic sub-pulses, are considered on routes with integrated electron concentrations typical for interplanetary distances. The spectra of the sub-pulses belong to different frequency intervals, and their energies differ by a factor of tens. It is shown that with a proper choice of the parameters of the emitted pulse, a special separation of the sub-pulses takes place gradually under propagation. Simultaneously, the chaotic sub-pulse is substantially broadens and the deterministic one, on the contrary, is repeatedly compressed. So the ratio of field's maximums for the deformed sub-pulses becomes inverse to the analogous value for ones for the emitted pulse.

Keywords: chaotic radio wave pulse, interplanetary plasma, dispersion distortions.

Khudyshev Yuriy Sergeyeovich — junior researcher

Strelkov German Mikhaylovich — doctor of physical and mathematical sciences, professor

СОПОСТАВЛЕНИЕ ХАРАКТЕРНЫХ ПАРАМЕТРОВ СОЛНЕЧНЫХ ЦИКЛОВ НОВОЙ И СТАРОЙ ВЕРСИЙ РЯДОВ ЧИСЕЛ ВОЛЬФА И ДИНАМИКА ДЛИННОПЕРИОДНЫХ КОМПОНЕНТ РЯДОВ

А. И. Шибяев

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова (МГУ)

С июня 2015 г. введены новые правила оценки чисел Вольфа и, соответственно, скорректирован ряд среднемесячных чисел Вольфа с января 1749 по май 2015 г., т. е. предложена новая версия цюрихского ряда WSN (Wireless Sensor Networks). Сравнению характеристик старой и новой версий ряда посвящена данная работа. Анализ отношения $W_{new}(t)/W_{old}(t)$ выделяет области с отличительными амплитудными и частотными свойствами. Например, амплитудная коррекция циклов 10-го и 18–24-го значительно отличается от коррекции остальных циклов. Поэтому разумно сопоставить достоверные части рядов (с 1849 по 2015 г.) и их длиннопериодные («вековые») компоненты, экстраполяция которых позволит прогнозировать динамику солнечной активности. Отмечены отличия параметров «вековых» компонент у анализируемых рядов. Это может изменить оценки по влиянию солнечной активности на околоземное пространство.

Ключевые слова: числа Вольфа, спектральный анализ, солнечные циклы.

Солнечная активность и её изменение существенно влияют через околоземное пространство на климат и человека. Возникающие на Солнце солнечные пятна, в силу простоты и доступности наблюдений, издавна привлекли внимание и стали объектом многочисленных наблюдений. После изобретения Г. Галилеем телескопа в 1610 г. можно говорить о начале научных наблюдениях за Солнцем. Уже в 1613 г. им опубликованы гравюры в «Письмах о солнечных пятнах». В дальнейшем огромную роль сыграли ежедневные наблюдения с 1826 г. астронома-любителя Г. Швабе, позволившие открыть цикличность солнечной активности. С 1848 г. регулярные наблюдения за солнечными пятнами продолжил швейцарский астроном Р. Вольф, который ввёл относительное число солнечных пятен как меру пятнообразовательной деятельности — числа Вольфа. Они вычисляются по формуле: $W = k(10G + n)$. Здесь G — число групп солнечных пятен; n — полное число пятен; k — калибровочный коэффициент для приведения наблюдений различных обсерваторий к единой системе. В настоящее время цюрихский ряд среднемесячных чисел Вольфа W (или WSN — Wolf sunspot number) является наиболее представительным и широко используется в различных приложениях. Достаточно полный обзор этих вопросов представлен в монографии [Витинский и др., 1986] и обзоре [Иванов-Холодный, Чертопруд, 1990]. С июня 2015 г. предложены новые правила оценки чисел Вольфа и, соответственно, проведена коррекция цюрихского ряда WSN с января 1749 по май 2015 г. (<http://sidc.oma.be>). Напомним, что ряд среднемесячных чисел Вольфа W включает ряд регулярных инструментальных наблюдений с 1849 г. по настоящее время — достоверный ряд W_{tool} , и ряд восстановленных значений с 1749 по 1849 г. — ряд W_{rest} ($W = W_{rest} \cup W_{tool}$).

Отличие в свойствах старой версии ряда чисел Вольфа W_{old} и новой W_{new} можно оценить по характеристикам циклов, соответствующих этим рядам

(при разбиении на циклы «новой» версии ряда также проведено усреднение по 13 месяцам). Сопоставлены базовые параметры (длительности цикла и его ветви роста, максимум) и статистические оценки (первые четыре момента) циклов. Получено, что у циклов восстановленной и достоверной частей ряда чисел Вольфа характер и степень коррекции весьма разнятся.

Переходя к спектральным оценкам и оставляя в спектрах рядов периоды $T > 22$ лет выделим длиннопериодные компоненты. Их отношение (см. рис. 2c) наглядно демонстрирует вышесказанное. Отметим, что средние значения циклов хорошо наложились на длиннопериодные компоненты, которые можно трактовать, как огибающие средних значений (см. рис. 2b). То есть удачная аппроксимация этих компонент и экстраполяция их на внешний временной интервал даёт возможность для прогнозирования солнечной активности. В работе сопоставлены параметры «вековых» компонент рассматриваемых рядов и дана оценка их согласованности, анализ правил формирования новых значений чисел Вольфа не проводился. Этот анализ и соответствующие оценки приведены в недавней публикации [Георгиева и др., 2016].

ОЦЕНКА РЯДОВ ПО ХАРАКТЕРИСТИКАМ СООТВЕТСТВУЮЩИХ ИМ ЦИКЛАМ

Величины отношения W_{new}/W_{old} с обзором ряда W_{old} представлены на рис. 1a, b. Оценку близости свойств этих рядов естественно начать со сравнения параметров, соответствующих им циклов. После традиционного усреднения ряда W_{new} по 13 месяцам (скользящее среднее) выделим области между явными минимумами — аналог циклов в новой версии. Значения базовых характеристик циклов: время начала цикла T_0 , его длительность T_c , длительность ветви роста T_m и максимальное значение цикла W_m — приведены в таблице (первые четыре столбца параметров).

Отличия циклов наглядно демонстрирует рис. 1c, d, e, где представлены разности для длительностей циклов dT_c и их ветвей роста dT_m , а также отношение высот циклов $(W_m)_{new}/(W_m)_{old}$. Отметим, что амплитудная коррекция циклов 10-го и 18–24-го значительно отличается от коррекции остальных циклов, а у циклов 22-го и 23-го наиболее трансформирована внутренняя структура из-за увеличения длины ветви роста.

Статистические оценки параметров циклов сопоставлены в последних четырёх столбцах Таблицы, где приведены среднее (*mean*), квадратный корень из дисперсии ($\sigma^{1/2}$), асимметрия (*skewness*) и эксцесс (коэффициент Куртосиса — *kurtosis*). Для симметричных данных коэффициент асимметрии равен нулю, при его положительном значении распределение смещено влево. Коэффициент Куртосиса характеризует отклонение эмпирического распределения от нормального распределения, для которого этот коэффициент равен трём. При *kurtosis* < 3 график распределения имеет более пологую вершину, при *kurtosis* > 3 более остроконечную. Явно выделяется 9-й цикл с трансформацией симметрии из-за умножения ряда его значений на «ступенчатую» функцию (см. рис. 1a). Также изменился этот параметр у циклов 18-го, 22-го и 23-го, но в меньшей степени. Проведённый анализ показывает, что разумно сопоставить длиннопериодные компоненты рядов W_{new} и W_{old} .

Характеристики циклов, соответствующих рядам W_{new} и W_{old}

№ п/п	$(T_0)_{old}/(T_0)_{new}$	$(T)_{old}/(T)_{new}$	$(T_m)_{old}/(T_m)_{new}$	$(W_m)_{old}/(W_m)_{new}$	$mean_{old}/mean_{new}$	$\sigma_{old}^2/\sigma_{new}^2$	$skewness_{old}/skewness_{new}$	$kurtosis_{old}/kurtosis_{new}$
01	1755,292/1755,288	135/135	75/75	86,5/144,12	41,86/69,77	21,9/36,5	0,04/0,04	1,96/1,96
02	1766,543/1766,538	108/108	39/39	115,8/192,98	59,55/99,26	31,8/53,0	0,04/0,04	1,81/1,81
03	1775,543/1775,538	111/111	35/35	158,5/264,25	66,79/111,32	48,3/80,5	0,44/0,44	1,85/1,85
04	1784,797/1784,791	164/163	41/41	141,2/235,28	61,49/103,09	43,0/71,5	0,39/0,39	1,85/1,85
05	1798,460/1798,371	151/152	81/82	49,2/81,99	22,62/37,48	17,5/29,2	0,18/0,19	1,38/1,38
06	1811,044/1811,042	149/149	65/65	48,7/81,16	18,93/31,55	15,0/25,0	0,54/0,54	2,03/2,02
07	1823,457/1823,455	126/126	78/78	71,5/119,24	37,9/63,17	23,5/39,1	-0,06/-0,06	1,44/1,44
08	1833,960/1833,958	116/116	40/40	146,9/244,87	67,35/112,23	43,3/72,1	0,27/0,27	1,79/1,79
09	1843,625/1843,623	149/149	55/55	131,9/219,94	55,74/99,42	35,4/61,3	0,51/0,36	2,36/2,12
10	1856,044/1856,042	135/135	50/50	98,0/186,15	48,57/92,28	29,5/56,0	0,13/0,13	1,86/1,86
11	1867,290/1867,288	141/141	41/41	140,3/234,02	53,17/88,84	43,8/72,9	0,52/0,52	1,87/1,88
12	1879,044/1879,042	135/135	60/60	74,6/124,41	34,12/56,87	23,8/39,6	0,09/0,09	1,41/1,41
13	1890,290/1890,288	143/142	46/46	87,9/146,55	38,72/64,98	28,1/46,7	0,34/0,33	1,67/1,66
14	1902,204/1902,123	138/139	48/49	64,2/107,08	32,28/53,45	22,3/37,2	-0,10/-0,09	1,42/1,41
15	1913,707/1913,707	120/120	48/48	105,4/175,67	44,4/74,02	30,3/50,5	0,34/0,34	1,97/1,97
16	1923,706/1923,707	121/121	56/56	78,1/130,23	40,89/68,16	25,4/42,3	-0,00/-0,00	1,35/1,35
17	1933,791/1933,790	125/125	43/43	119,2/198,64	57,6/96,0	36,8/61,3	0,12/0,12	1,64/1,64
18	1944,205/1944,206	122/122	39/39	151,8/218,73	74,5/108,93	50,3/71,6	0,15/0,098	1,52/1,50
19	1954,371/1954,371	126/126	47/47	201,3/285,00	91,15/129,25	67,4/95,3	0,29/0,296	1,53/1,53
20	1964,875/1964,874	140/140	49/49	110,6/156,63	60,22/85,48	34,7/48,9	0,45/0,048	1,51/1,51
21	1976,539/1976,540	123/123	42/42	164,5/232,92	81,32/113,51	53,7/77,2	0,09/0,10	1,46/1,46
22	1986,790/1986,790	116/119	34/38	158,5/212,50	80,54/106,22	53,9/73,6	0,15/0,19	1,39/1,41
23	1996,456/1996,708	151/148	47/63	120,8/180,28	53,88/82,41	40,9/61,2	0,3/0,28	1,58/1,58
24	2009,043/2009,042		64/64	81,9/116,42				

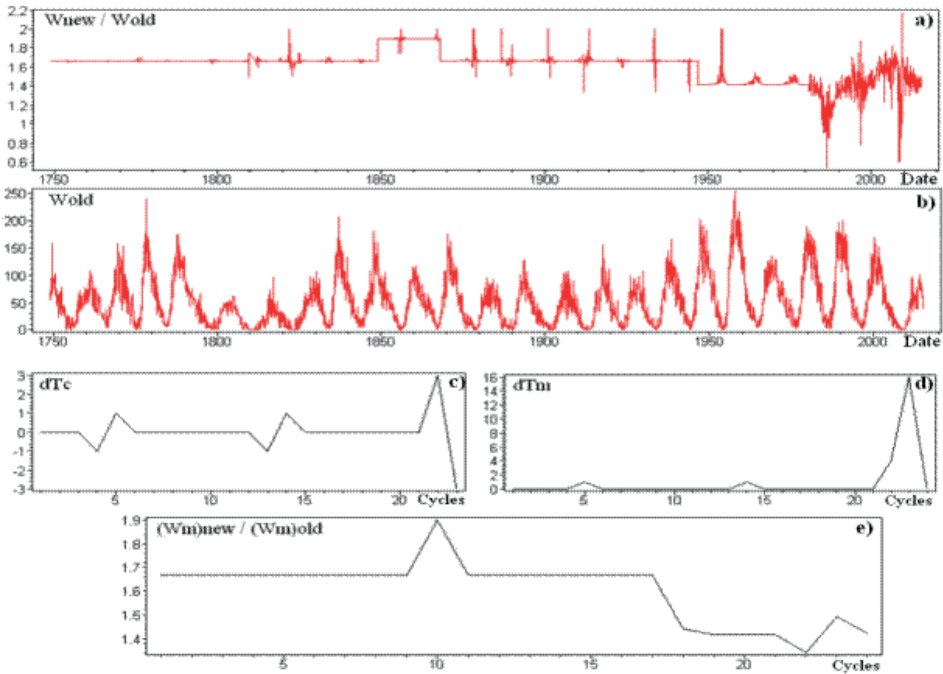


Рис. 1. Сопоставление характеристик рядов и соответствующих им циклов

ДЛИННОПЕРИОДНЫЕ КОМПОНЕНТЫ И ИНТЕРПОЛЯЦИЯ ИХ ДОСТОВЕРНЫХ ЧАСТЕЙ

Спектральные оценки рядов, с маркировкой длиннопериодной области, показаны на рис. 2а, ось Ox в обратных месяцах. Выделенным длиннопериодным компонентам можно придать наглядный смысл, если трактовать их, как огибающие средних значений циклов. Согласованность этих понятий демонстрирует рис. 2b, где на длиннопериодные компоненты хорошо наложился средние значения циклов. Временная динамика отношения этих компонент представлена на рис. 2с, где явно продемонстрировано изменение тренда новой версии ряда начиная с 9-го цикла.

Проведём аппроксимацию длиннопериодных компонент для дальнейшего сравнения рядов W_{new} и W_{old} . Будем опираться на фрагмент с 1834 г., включающий 8-й цикл и достоверную часть рядов. Параметры синуса, выбранного для аппроксимации, находились методом «наименьших квадратов». Исследуемые ряды предварительно приводились к соизмеримому масштабу, т.е. после вычитания среднего значения нормировались на квадратный корень из дисперсии. Длиннопериодные компоненты и аппроксимирующие синусы сопоставлены на рис. 2b. Получены следующие периоды для синусов: $T_{old} = 149$ лет, $T_{new} = 131$ год. В более ранней публикации [Ишков, Шibaев, 2006], где сравнивались характеристики W_{rest} и W_{tool} , при анализе достоверной части ряда с 1849 по 2005 г. была выделена 150-летняя гармоника.

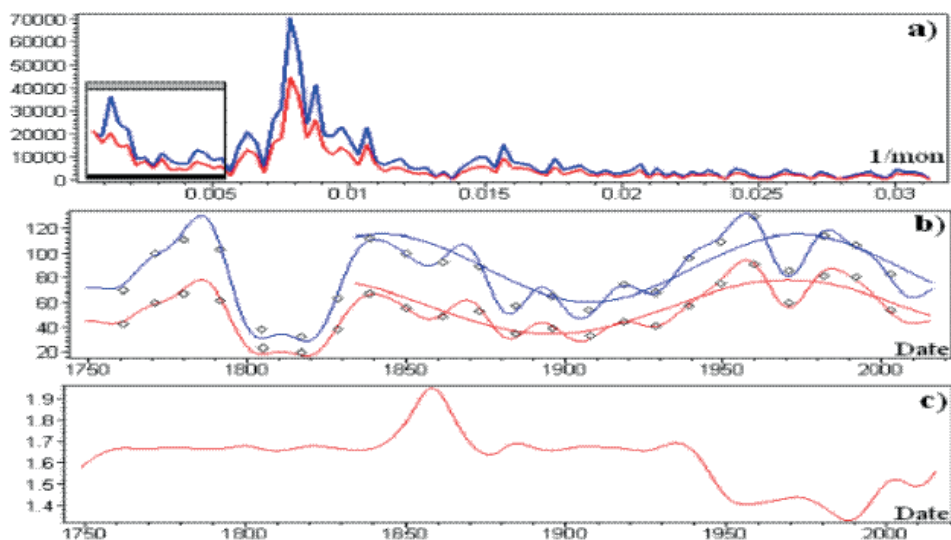


Рис. 2. Спектр рядов (a); длиннопериодные компоненты рядов со средними значениями циклов (точки), синус-аппроксимация достоверной части рядов (b); отношение длиннопериодных компонент рядов W_{new}/W_{old} (c)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Отличие в оценке периодов «вековых» компонент, тесно связанных со средними значениями циклов, даёт разные результаты при прогнозировании солнечной активности и связанных с ней явлениями. Экстраполяция полученных приближений на внешний временной интервал, представленная на рис. 3, наглядно это демонстрирует. Следует ожидать изменения длительности эпохи пониженной солнечной активности и момента наступления её минимума для новой версии ряда чисел Вольфа. Но особенно различия должны проявиться при реконструкции событий и связей в прошлом.

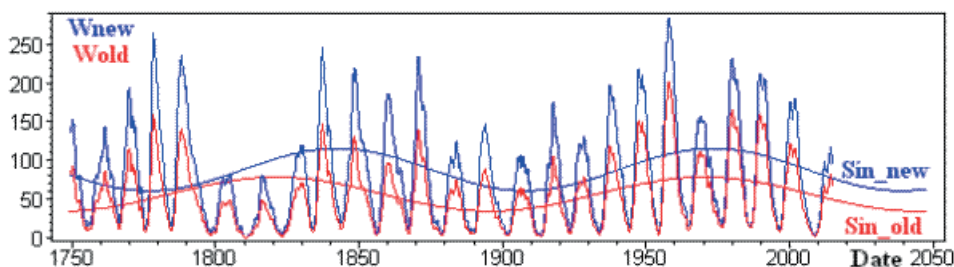


Рис. 3. Экстраполяция синус-аппроксимаций длиннопериодных компонент рядов

ЛИТЕРАТУРА

- [Витинский и др., 1986] *Витинский Ю. И., Конецкий М., Куклин Г. В.* Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. М.: Наука, 1986. 296 с.
- [Георгиева и др., 2016] *Георгиева К., Килчик А., Наговицын Ю. А., Киров Б.* О перекалибровке числа солнечных пятен // Тр. конф. «Солнечная и солнечно-земная физика — 2016». Пулково, Санкт-Петербург, 10–14 окт. 2016. 2016. С. 61–66.
- [Иванов-Холодный, Чертопруд, 1990] *Иванов-Холодный Г. С., Чертопруд В. Е.* Солнечная активность // Исследование космического пространства 1990. Т. 33. С. 3–99. (Итоги науки и техники. ВИНТИ АН СССР.)
- [Ишков, Шибает, 2006] *Ишков В. Н., Шибает И. Г.* Циклы солнечной активности: общие характеристики и современные границы прогнозирования // Изв. РАН. Сер. физическая. 2006. Т. 70. № 10. С. 1439–1442.

THE CHARACTERISTICS OF OLD AND NEW VERSIONS OF MONTH WOLF NUMBERS RANGE AND THERE UNIFORMITY ARE COMPARED

A. I. Shibaev

Lomonosov Moscow State University (MSU)

At this article characteristics of old and new versions of month Wolf numbers range are compared. The range of relative numbers of sun spots — WSN, (<http://sidc.oma.be>) are considered on the interval since January 1749 till May 2015. Researching of the ratio $W_{new}(t)/W_{old}(t)$ leads to the fact, that domains with different amplitudes and frequencies characteristics can be detected. Then parameters of both ranges are compared. The new version of range is divided on cycles with the same rule (13 month averaging) which was used for the old version. It should be noted the amplitude correction of cycles 10 and from 18 till 24 has significant differences. Cycles 22 and 23 have the most transformed structures. Comparing of different frequencies domains of ranges is given. Also characteristics of uniformity for reconstructed parts and measured parts are present

Keywords: Wolf's numbers, spectral analysis, solar cycles.

Shibaev Alexander Igorevich. — post-graduate student, e-mail: alexshibaev@yandex.ru

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
<i>Гамков Д. М., Бунтов М. В.</i> Настройка пропорционально-интегрально-дифференциальных регуляторов системы обеспечения тепловым режимом астрофизического телескопа ART-XC обсерватории «Спектр-РГ»	5
<i>Извекова Ю. Н., Попель С. И.</i> Нелинейные волновые структуры и перенос пылевых частиц в атмосферах Земли и Марса	25
<i>Ляпин А. Р., Буренин Р. А.</i> Новые оценки систематических неопределённостей рентгеновских измерений масс скоплений галактик	36
<i>Мальшев К. Ю., Михайлов Е. А.</i> Моделирование движения космической пыли в галактическом магнитном поле	41
<i>Михайлов Е. А.</i> Генерация магнитных полей во внешних кольцах галактик	46
<i>Насонов К. С., Филонин О. В.</i> Малоракурсная оптическая томография индуцированных плазменных объектов от бортовых радиоэлементов в условиях ближнего космоса	51
<i>Осипова А. А., Наговицын Ю. А.</i> Правило Вальдмайера для двух популяций пятен	57
<i>Резаева А. А., Щербина М. П.</i> Качественная и количественная интерпретация спектров отражения астероидов главного пояса и астероидов, сближающихся с Землёй	67
<i>Рубцов А. В., Магер П. Н., Чуйко Д. А., Климушкин Д. Ю.</i> Ультранизкочастотные компрессионные колебания в магнитосфере. Анализ данных спутниковой системы THEMIS	80
<i>Румянцев Д. А., Шленёв Д. М., Ярков А. А.</i> Резонансы в комптоноподобных процессах рассеяния во внешней замагниченной среде	94
<i>Сербинов Д. В., Семена Н. П.</i> Обеспечение допустимого теплового режима трансформирующихся конструкций на Луне	103

<i>Сергиенко М. В., Соколова М. Г.</i>	
Изучение генетических связей астероидов группы Аполлоны с малыми метеорными потоками	112
<i>Спиряхина А. А., Червяков М. Ю.</i>	
Спутниковый мониторинг составляющих радиационного баланса Земли во время явлений Эль-Ниньо в Тихом океане	120
<i>Ушков А. Н., Иванов Н. Г., Быков А. В.</i>	
Создание стендовой базы для экспериментальной отработки перспективных образцов жидкостных ракетных двигателей и их агрегатов	125
<i>Худышев Ю. С., Стрелков Г. М.</i>	
О возможной особенности искажений сверхкороткого радиоимпульса на межпланетной трассе	130
<i>Шибанов А. И.</i>	
Сопоставление характерных параметров солнечных циклов новой и старой версий рядов чисел Вольфа и динамика длиннопериодных компонент рядов . . .	143

055(02)2

ИКИ РАН
117997, Москва, Профсоюзная, 84/32

Подписано к печати 9.10.2017

Заказ 4164

Формат 70×100/16

Тираж 100

12,35 усл.-печ. л.

