



## 12-Астрофизика, физика космоса, методы дистанционного зондирования

Адельханов Сериккан Семсерович,  
ИрГЦЗН, ИрГЦЗН

**К биографии первого директора Астрономической обсерватории Иркутского университета В. К. Абольда**

Адрес: 664033, Иркутск, ул. Лермонтова, 277 - 328

E-Mail: sun1@iszf.irk.ru стр. 775

Аракелян Эрнест Артурович, 4 курс

Ставропольский Государственный университет, физико-математический

**О формировании магнитного поля в вихревых процессах в плазме**

Научный руководитель: Каплан Лев Григорьевич, д. ф.-м. н, заведующий кафедрой теоретической физики,  
Ставропольский Государственный университет

Адрес: 355000 г.Ставрополь ул.Пушкина, 1

Телефон: (8652)36-33-70

E-Mail: aernest@yandex.ru стр. 751

Афанасьев Александр Николаевич, аспирант

Институт солнечно-земной физики СО РАН, -

**Структура импульса пульсара, рассеянного в турбулентной солнечной короне**

Научный руководитель: Алтынцев Александр Тимофеевич, д. ф.-м. н, Зав. отделом  
радиоастрофизических исследований, Институт солнечно-земной физики СО РАН

Адрес: 664074 г. Иркутск, ул. 4-ая Железнодорожная, 100-312

E-Mail: saf@iszf.irk.ru стр. 753

Байбулатов Ильдар Рафикович, аспирант

КГУ, физический

**Определение скоростей радиометеорных частиц фазовым методом**

Научный руководитель: Курганов А. Р., к. ф.-м. н, доцент, кафедра радиофизики КГУ

Адрес: 420008 Казань, Кремлевская, 18, КГУ, физический

E-Mail: simonklowns@mail.ru стр. 755

Емельянов Эдуард Владимирович, аспирант

СГУ, физико-математический

**оптоволоконный спектрограф для малых и средних телескопов**

Научный руководитель: Панчук В.Е., д. ф.-м. н, профессор, СГУ, САО РАН

Адрес: 355044, г. Ставрополь, пр-т Юности 40 кв. 49

Телефон: (8652)38-49-65

E-Mail: eddy@26.ru стр. 757

Жулина Елена Геннадьевна, 5 курс

Нижегородский государственный педагогический университет, физический

**Повышение эффективности прогнозирования критической частоты ионосферного слоя F2**

Научный руководитель: Бархатов Николай Александрович, д. ф.-м. н, профессор, Нижегородский  
государственный педагогический университет

Адрес: 607602 Нижегородская обл. г. Богородск, ул. Минина, 60

E-Mail: Zhulina-l@yandex.ru стр. 759

Задорожный Александр Сергеевич, 4 курс  
Ставропольский Государственный университет, физико-математический  
**модель дифференциального вращения Солнца**  
Научный руководитель: Каплан Лев Григорьевич, д. ф.-м. н, заведующий кафедрой теоретической физики,  
Ставропольский Государственный университет  
Адрес: 355000 г.Ставрополь ул.Пушкина, 1  
E-Mail: sasha\_za@mail15.com стр. 760

Кирсанова Мария Сергеевна, магистрант  
Уральский Государственный Университет, физический  
**Химическая эволюция дозвездных ядер для разных динамических моделей**  
Научный руководитель: Вибе Дмитрий Зигфридович, к. ф.-м. н, , Институт Астрономии РАН  
Адрес: 623100, Свердловская область, г. Первоуральск, Герцена, 7-14  
E-Mail: m.kirsanova@mail.ru стр. 762

Козырев Алексей Владимирович, аспирант  
Владимирский Государственный Университет, Информатика и прикладная математика  
**О целесообразности учёта явления рефракции в интерпретации видимой информации о Солнце**  
Научный руководитель: Кунин Владимир Николаевич, д. ф.-м. н, профессор, зав.каф.ОиПФ,  
Владимирский Государственный Университет  
Адрес: 600000, Владимир, ул.Горького, 87, ВлГУ, кафедра ОиПФ  
Телефон: (0922) 27-99-39  
E-Mail: BOY@mail.ru стр. 764

Курзаев Дмитрий Александрович, 6 курс  
МГУ им. Ломоносова, физический  
**Спектроскопические орбиты двойных  $b$  звезд  $hd\ 199081$  и  $hd\ 176318$**   
Научный руководитель: Шатский Николай Иванович, к. ф.-м. н, ст. научный сотрудник отдела  
радиоастрономии, ГАИШ МГУ  
Адрес: 119234, Москва, МГУ, В-322, Курзаеву Д. А.  
Телефон: (910) 421-09-46  
E-Mail: dmka@mail.ru стр. 766

Леканова Екатерина Константиновна, 4 курс  
Нижегородский Государственный Технический Университет, Информационных Систем и Технологий  
**Аномально большие волны в атмосфере Солнца**  
Научный руководитель: Куркин Андрей Александрович, к. ф.-м. н, доцент, кафедра Прикладная  
математика НГТУ  
Адрес: 603600, Нижний Новгород, ул. Минина, 24  
Телефон: (8312)36-04-89  
E-Mail: katya@waise.nntu.sci-nnov.ru стр. 767

Михайлин Ярослав Юрьевич, аспирант  
Ульяновский государственный университет, физико-технический  
**Моделирование метеорных потоков**  
Научный руководитель: Журавлев Виктор Михайлович, д. ф.-м. н, декан, Ульяновский государственный  
университет  
Адрес: 433327 г. Ульяновск, Засвияжский район, с. Баратаевка, ул. Герасимова, д. 17 кв. 1  
Телефон: (8903) 339-28-39  
E-Mail: yaroslav@netaddress.ru стр. 768

Панчук Ася Владимировна, 2 курс  
Московский государственный педагогический университет, физический  
**Оптика астрономических приборов**  
Адрес: 101000 Москва, пр. Вернадского, 88/2, общежитие N7, к.406  
E-Mail: p\_asi@km.ru стр. 768

Пасечник Роман Сергеевич, 4 курс

Ростовский Государственный Университет, физический

**Инвариантная динамика скалярных возмущений в инфляционной Вселенной.**

Научный руководитель: Верешков Григорий Моисеевич, к. ф.-м. н, Заведующий лабораторией фундамент.-х взаимодей.-ий, НИИ Физики при РГУ

Адрес: 344090, г. Ростов-на-Дону, ул. Зорге 28/2, общежитие 5 `А`, к. 805

Телефон: (8632241) 3-28-13

E-Mail: rpasech@mail.ru                      стр. 75

Прокофьев Владимир Васильевич, аспирант

Красноярский государственный университет, физический

**Применение метода Галеркина для моделирования астрофизических объектов**

Научный руководитель: Баранов Александр Михайлович, д. ф.-м. н, профессор, зав. каф. теор. физ., Красноярский государственный университет

Адрес: 660124, г.Красноярск, ул. Борисевича, 13-129

Телефон: (3912) 44-57-19

E-Mail: prokofjevuv@mail.ru                      стр. 86

Ревунов Сергей Евгеньевич, 5 курс

Нижегородский государственный педагогический университет, физический

**Повышение эффективности прогнозирования критической частоты ионосферного слоя F2**

Научный руководитель: Бархатов Николай Александрович, д. ф.-м. н, профессор, Нижегородский государственный педагогический университет

Адрес: 603106 Н.Новгород, Б.Корнилова,4, 31

Телефон: (8312)68-32-71

E-Mail: Revunov@inbox.ru                      стр. 915

Саламатин Александр Олегович, аспирант

КГУ, физический

**Регистрация случаев дробления потоковых метеорных частиц**

Научный руководитель: Курганов А. Р., к. ф.-м. н, доцент, КГУ, кафедра радиофизики

Адрес: 425008, респ. Марий Эл, г. Волжск, ул. Шестакова, д. 13а, кв. 9.

E-Mail: alexsw@mail.ru                      стр. 770

Таланов Антон Александрович, 5 курс

Красноярский государственный университет, физический

**Модель релятивистского астрофизического объекта со слоисто-неоднородным распределением плотности массы**

Научный руководитель: Баранов Александр Михайлович, д. ф.-м. н, Заведующий кафедры теоретической физики, профессор, Красноярский государственный университет

Адрес: 660077 Красноярск ул. Молокова 7-300

E-Mail: bam@lan.krasu.ru                      стр. 106

Топтыгин Александр Юрьевич, аспирант

Уральский Государственный Университет, физический

**Восстановление относительного содержания НДО в атмосферном столбе с помощью нейронной сети**

Научный руководитель: Грибанов Константин Геннадьевич, к. ф.-м. н, с.н.с., Уральский Государственный Университет

Адрес: 620142 Екатеринбург Большакова 71 824

E-Mail: malex@ngw.compcent.usu.ru                      стр. 926

Чачина Татьяна Сергеевна, 5 курс

УрГУ, физический

**Эволюция элементов орбит Юпитера и Сатурна на длительных интервалах времени**

Научный руководитель: Кузнецов Эдуард Дмитриевич, доцент, зав. кафедрой, УрГУ

Адрес: 620142 Екатеринбург ул. Большакова 71-628

E-Mail: cassiopeia\_tanya@mail.ru                      стр. 772

Шагинян Алексей Сергеевич, 3 курс

Ростовский государственный университет, физики

**Влияние межгалактической пыли на излучение квазаров**

Научный руководитель: Щекинов Юрий Андреевич, д. ф.-м. н, профессор, Кафедра физики космоса РГУ

Адрес: 344007, г.Ростов-на-Дону, ул. Красноармейская, 144, кв. 13

Телефон: (8632) 40-84-10

E-Mail: ashaginyan@rambler.ru                      стр. 773

Шапиро Александр Ильич, 5 курс

Санкт-Петербургский Государственный Университет, Математико-Механический

**Определение магнитных полей на звездах по молекулярным спектрам**

Научный руководитель: Иванов Всеволод Владимирович, д. ф.-м. н, профессор, зав. кафедрой астрофизики, Астрономический институт им. В.В. Соболева

Адрес: Санкт-Петербург, пр. Косыгина, дом 30, корп. 2, кв. 333

Телефон: (812)521-55-92

E-Mail: AlexSh82@mail.ru                      стр. 774

## О формировании магнитного поля при вихревых процессах в звездной плазме

*Аракелян Эрнест Артурович*

*Ставропольский Государственный Университет*

*Каплан Лев Григорьевич*

*[aernest@yandex.ru](mailto:aernest@yandex.ru)*

Основным источником усиления магнитного поля в звезде является ряд механизмов «динамо». Однако, чтобы «динамо»-процесс мог протекать, нужно существование хотя бы слабого, так называемого «затравочного» поля. Целью данной работы является рассмотрение механизма возникновения магнитного поля из «нулевого» состояния, а также токов, обусловленных вихревыми процессами в звездной плазме, которыми сопровождаются возникновение сопутствующего магнитного поля.

Для рассмотрения данной задачи считаем, что вещество, где происходит вихревой процесс, составляет ионизированный водород. Это предположение с большой точностью выполняется для Солнца, которое по числу атомов на более 87% состоит из водорода, который при  $T > 100000K$  можно считать полностью ионизированным.

Водородная плазма представляет собой сложный газ двух компонентов: одноатомного газа протонов и одноатомного газа электронов. Потенциал  $\varphi$  и напряженность

$$\bar{E}_n = -grad\varphi \quad (1)$$

электрического поля в плазме зависят от плотности суммарного заряда

$$\bar{E}_n = divq / \varepsilon_0 \quad (2)$$

$\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \varphi / m$ -электрическая постоянная. Возникнув, электрическое поле препятствует дальнейшему разделению зарядов. Вследствие большой величины элементарного заряда, разность концентраций протонов и электронов мала

$$|n_i - n_e| \ll n_i \quad (3).$$

В области первоначального рассмотрения проводимость плазмы считаем малой, а возникшее магнитное поле - слабым. Силы, возникшие при взаимодействии токов в плазме и магнитного поля, сравнительно малы, а индуктивные токи практически отсутствуют. Если силы, возникшие при взаимодействии магнитного поля с токами, не учитывать, то ламинарное течение несжимаемой плазмы можно описать модифицированными уравнениями Навье-Стокса.

Далее, используя соотношения из векторного анализа, уравнения Максвелла и производя некоторые математические выкладки, приходим к уравнению

$$\Delta \bar{B} = a \mu_0 \gamma \frac{d\bar{\Omega}}{dt} \quad (4),$$

где

$$a = \frac{\sqrt{m_i m_e}}{e} \quad (5),$$

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$  - магнитная постоянная,

$$\gamma = 1.53 \cdot 10^{-2} \frac{T^{3/2}}{L_e} \quad (6)$$

- проводимость плазмы в зависимости от температуры,  $L_e$  - кулоновский множитель ( $5.54 < L_e < 25.1$ ),

$$\bar{\Omega} = \text{rot} \bar{v} \quad (7)$$

- завихренность плазмы.

Полученное уравнение характеризует связь завихренности и индукции магнитного поля, инициированного вихревым процессом. Магнитная индукция прямо пропорциональна связана с проводимостью плазмы, поэтому исходное условие о малой величине индукции формирующегося магнитного поля выполняется при малой проводимости плазмы.

Основой для вывода полученного уравнения послужило отличие вязких ( $\frac{\rho_e}{\rho_i} = \frac{m_e}{m_i} = \frac{1}{1836}$ ) и инерционных ( $\frac{\eta_e}{\eta_i} \equiv \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} = \frac{1}{42.8}$ ) свойств протонного и электронного газов.

С учетом тяготения, вязкости и сил взаимодействия магнитного поля и токов, получаем

$$\Delta B = a\mu_0\gamma \frac{d\bar{\Omega}}{dt} - \mu_0\gamma \text{rot}[\bar{v}\bar{B}] \quad (8)$$

Данное уравнение отличается от (4) наличием слагаемого, учитывающего обратное воздействие возникающего магнитного поля на процесс его изменения. При малой проводимости плазмы  $\gamma$  достаточно простой модели (4), а при большой – необходимо использовать полную модель (8).

Рассчитываем величину магнитной индукции возникающего магнитного поля при осесимметричном плоском стационарном вихревом процессе типа вихресточка или вихресточника и получаем расчетную формулу для магнитной индукции (Тл)

$$B(R) = -a\mu_0\gamma v_r(R) \quad (9)$$

Для центральной области получаем

$$B(R_0) = a\mu_0\gamma v_r^2 \quad (10)$$

При  $T=1000000\text{К}$  ( $h=3000\text{км}$  или  $0.4\%$  радиуса), полагая кулоновский множитель равным 10,  $\gamma = 4.84 \cdot 10^4 \text{ ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$ ,  $v = 18\text{км/с}$ ,  $a = 2.436 \cdot 10^{-10} \text{ кг/Кл}$ , подставляя численные значения  $B = 15\text{Гс}$ .

Полученная величина  $B = 15\text{Гс}$  соответствует наблюдательным данным, и магнитная индукция такого порядка фиксируется на Солнце прямыми наблюдениями.

## Структура импульса пульсара, рассеянного в турбулентной солнечной короне

*Афанасьев Александр Николаевич*

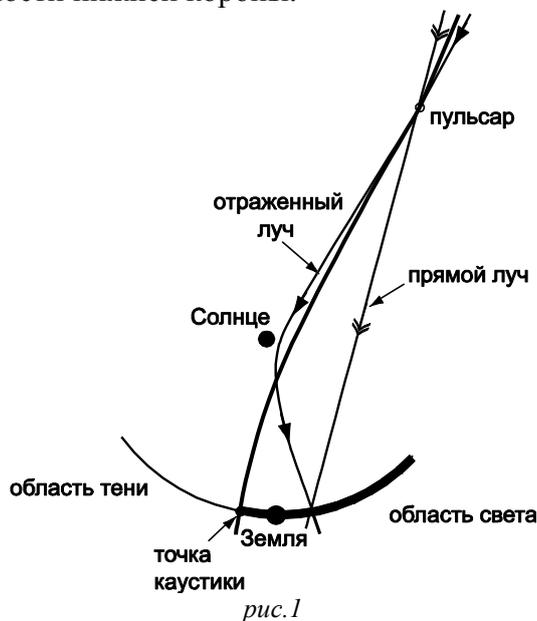
*Институт солнечно-земной физики СО РАН*

*Алтынцев Александр Тимофеевич, д.ф.-м.н*

*[saf@iszf.irk.ru](mailto:saf@iszf.irk.ru)*

Радиоизлучение Крабовидной туманности при ее затмении солнечной короной обычно используют для исследования неоднородностей околосолнечной плазмы [1]. Вместе с тем, вследствие протяженности этого дискретного источника возникает частичное усреднение флуктуаций излучения, что затрудняет решение обратной задачи восстановления корональных неоднородностей. Для диагностических целей используют также пульсар, расположенный в Крабовидной туманности, который является практически точечным импульсным источником. Изучение средней формы импульса пульсара при различных элонгациях туманности относительно Солнца позволяет оценить некоторые параметры турбулентности короны.

Согласно лучевым представлениям [2], в сферически симметричной солнечной короне между источником излучения и приемником на Земле существуют два пути распространения: прямой и отраженный от Солнца лучи (рис.1). Однако отраженный луч, проникая глубоко в нижнюю корону, испытывает значительное поглощение и при больших элонгациях источника обычно не наблюдается. При меньших элонгациях отраженный и прямой лучи стремятся к так называемому каустическому лучу, приходящему на границу света и радиотени, образующейся на Земле. Каустический луч, в силу фокусировки, обладает большей энергией и проникает в корону наиболее глубоко из всех прямых лучей. Поэтому с помощью каустического луча можно исследовать неоднородности нижней короны.



Для анализа искажений формы импульса пульсара за счет рефракции и рассеяния радиоволн в околосолнечной плазме в работе использовано обобщение геометрической оптики в форме интерференционного интеграла, позволяющее рассчитать структуру импульса не только при больших элонгациях источника относительно Солнца, но и в

условиях образования регулярной каустической фокусировки при меньших элонгациях. Приближение интерференционного интеграла допускает также образование случайных каустик и фокусировок, возникающих при распространении радиоизлучения в протяженной корональной среде со случайными неоднородностями.

Поле сигнала на входе приемника представлено в виде:

$$u(t) = \int_{-\infty}^{\infty} Y(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (1)$$

где  $Y(\omega)$  - спектральные компоненты сигнала. Для средней формы импульса имеем:

$$\bar{J}(t) \equiv \langle u(t)u^*(t) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \langle Y(\omega_1)Y^*(\omega_2) \rangle e^{i(\omega_1 - \omega_2)t} d\omega_1 d\omega_2 \quad (2)$$

где усреднение проводится по ансамблю неоднородностей. Следуя [3], в условиях сильной дисперсии фазы из (2) нетрудно получить:

$$\bar{J}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega_1)G^*(\omega_2)\Gamma_{\omega}(\omega_1, \omega_2) e^{i(\omega_1 - \omega_2)t} d\omega_1 d\omega_2 \quad (3)$$

где  $G(\omega)$  - спектр излученного сигнала, а  $\Gamma_{\omega}(\omega_1, \omega_2)$  - функция частотной корреляции флуктуаций поля радиоизлучения, прошедшего через корону. Излученный импульс пульсара задавался гауссовой формой:

$$E(0, t) = \exp \left\{ -\frac{t^2}{2T_E^2} - i\omega_0 t \right\} \quad (4)$$

Соответствующий спектр имеет вид:

$$G(0, t) = \frac{T_E}{\sqrt{2\pi}} \exp \left\{ -\frac{T_E^2}{2} (\omega - \omega_0)^2 \right\} \quad (5)$$

В приближении интерференционного интеграла в работе получено выражение для корреляционной функции  $\Gamma_{\omega}(\omega_1, \omega_2)$  в сферическом случае и с помощью (3)-(5) вычислена средняя форма импульса пульсара, прошедшего через корону с турбулентными неоднородностями, заданными степенным спектром. С помощью численного моделирования по асимптотическим формулам исследованы особенности искажений формы импульса при различных элонгациях радиоисточника. Анализируются возможности диагностики неоднородностей нижней короны Солнца по структуре импульса пульсара. Работа выполнена при поддержке гранта "Ведущие научные школы РФ" (№ НШ-477.2003.2)

Список публикаций:

- [1] Яковлев О.И. *Космическая радиофизика*, Москва: Научная книга, 432 (1998).
- [2] Якубов В.П. *Доплеровская сверхбольшебазовая интерферометрия*, Томск: Водолей, 246 (1997).
- [3] Алминов В.А., Ерухимов Л.М., *Изв. вузов. Радиофизика*, 11(2), 268-278 (1968).

## Определение скоростей радиометеорных частиц фазовым методом.

*Байбулатов Ильдар Рафикович*

*Казанский Государственный Университет*

*Курганов Александр Ростиславович, к.ф.-м.н*

*[simonklowns@mail.ru](mailto:simonklowns@mail.ru)*

Радиолокационные методы изучения метеоров появились почти одновременно с рождением самой радиолокации. С тех пор метеорная наука имеет полный арсенал средств для наблюдения метеорных явлений: от болидов и оптических метеоров (фотографические методы) до предельно мелких метеоров, порождаемых метеорными частицами с массой менее тысячных долей грамма (радиолокационные методы). Одним из центральных пунктов метеорной радиоастрономии является вопрос изучения характеристик метеорных частиц во всем диапазоне их масс, при этом только радиолокационные методы позволяют измерять скорости предельно мелких частиц (радиометеоров).

Вся информация об индивидуальных характеристиках метеора содержится в амплитудно-временной (АВХ) и фазо-временной (ФВХ) характеристиках сигнала, отраженного от ионизированного метеорного следа. Используя достаточно хорошо разработанную теорию отражения радиоволн от недоуплотненного метеорного следа [1] можно построить «модель» отраженного радиосигнала.

Скорость метеорной частицы является важнейшей характеристикой для использования данных метеорного радара в прикладных задачах. К сожалению, из-за эффектов дробления для мелких метеорных частиц оказываются «замытыми» дифракционные колебания АВХ и более 50% записанных АВХ метеорных радиоотражений непригодны для определения скоростей метеорных частиц амплитудным методом. В этой работе делается попытка использования фазового метода определения скоростей по совмещенным АВХ-ФВХ регистрациям, чтобы было можно определять скорость на 70-90% всех регистраций радиометеорных частиц.

В работах Костылева К.В. [2] были получены фазовые и амплитудные характеристики метеорных радиоотражений для различных варьируемых величин, таких как скорость, дальность, коэффициент диффузии и т.д. Теоретические вычисления проводились по формуле (1), которая показывает мощность отраженного сигнала от ионизированного недоуплотненного метеорного следа. Результат вычислений величины  $I$  по формуле (2) обычно наглядно изображается в виде спирали Корню, см. рис. 1.

$$P_R = P_T \left( \frac{e^2}{m_1 c^2} \right) \frac{G_T G_R \lambda^2}{16\pi^2} \alpha_m^2 |I|^2 \frac{\cos^2 M}{(R_{T0} R_{R0})^2} \quad (1)$$

$$I = \left\{ \exp \left[ j \left[ \omega t + \frac{2\pi}{\lambda} (R_T + R_R) \right] \right\} \int_{s_i}^{s_1} f(s) \exp \left[ j k_3 (\Delta s)^2 - k_1 D_2 (s - s_i) e^{ks} - k_2 r_2^2 e^{mks} \right] ds \quad (2)$$

Таким образом, разработанный вариант расчетов позволяет при вариации коэффициентов (амбиполярной диффузии, торможения и т.д.) промоделировать воздействие на метеорный след различных процессов, зависящих от времени, и получить оценку скорости метеорной частицы для совместной АВХ-ФВХ регистрации.

Используя экспериментальный банк АВХ и ФВХ можно для каждого метеорного отражения построить собственную уникальную характеристику в виде спирали Корню, см. рис. 2. Полученные результаты сопоставляются с теоретическими расчетами по методике К.В. Костылева [2], при этом определяется целевая функция, которая дает возможность минимизировать ошибку оценки скорости.

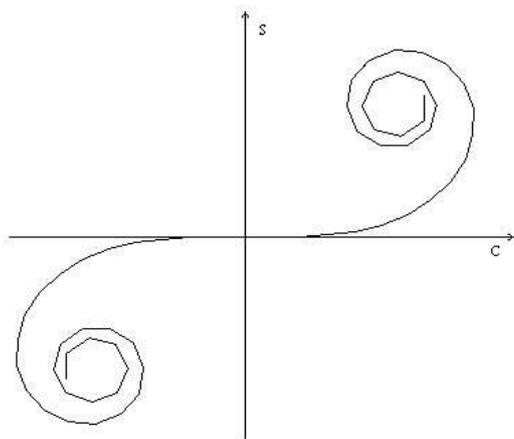


Рис.1 Модельная спираль Корню для радиометеора

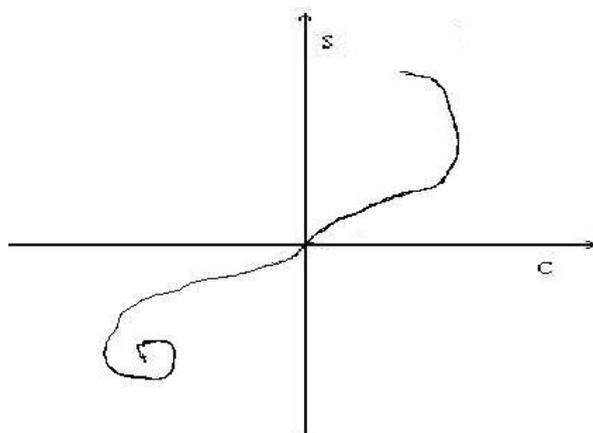


Рис. 2. Построение спирали Корню по экспериментальной регистрации

В данной работе проведена обработка АВХ-ФВХ метеорных радиоотражений по определению скоростей метеорных частиц фазовым методом. В результате из 3464 метеорных отражений скорость была определена для 3274, т.е. для 95% случаев. Однако данная реализация фазового метода в некоторых случаях завышает значение скорости по сравнению с амплитудным методом. Это отчасти объясняется торможением метеорной частицы, т.к. амплитудный метод используют только ту часть АВХ, которая относится к конечной части траектории пролета метеорной частицы.

Список публикаций:

[1] МакКинли Д. Методы метеорной астрономии. М.: Мир, 127 с. (1963)  
[2] Костылев К.В. Метеорное распространение радиоволн, 5-6, 80-86 (1969)

# Оптоволоконный спектрограф для малых и средних телескопов

Емельянов Эдуард Владимирович

Панчук Владимир Евгеньевич

Ставропольский Государственный Университет

Панчук Владимир Евгеньевич, д.ф-м.н

[eddy@26.ru](mailto:eddy@26.ru)

Нами разработан стационарный спектрограф, подключаемый к кассегреневскому фокусу малого (или среднего) телескопа посредством оптоволоконна (рис. 1, 2). В качестве основного диспергирующего элемента выбрана отражающая дифракционная решетка типа эшелле, а в качестве кросс-дисперсора — призма. Такая схема позволяет одновременно наблюдать широкий спектральный диапазон на одной ПЗС матрице.

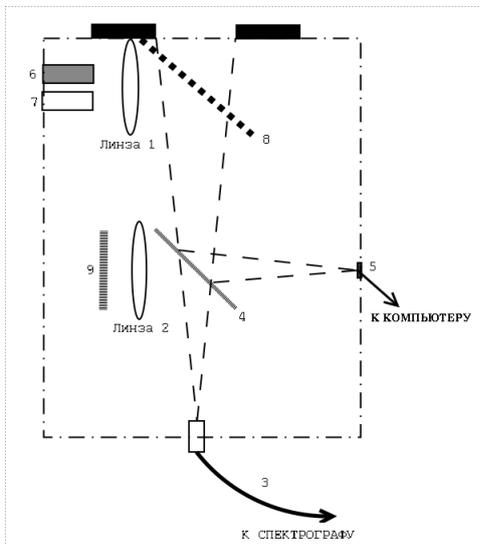


Рис. 1. Приемная часть спектрографа.

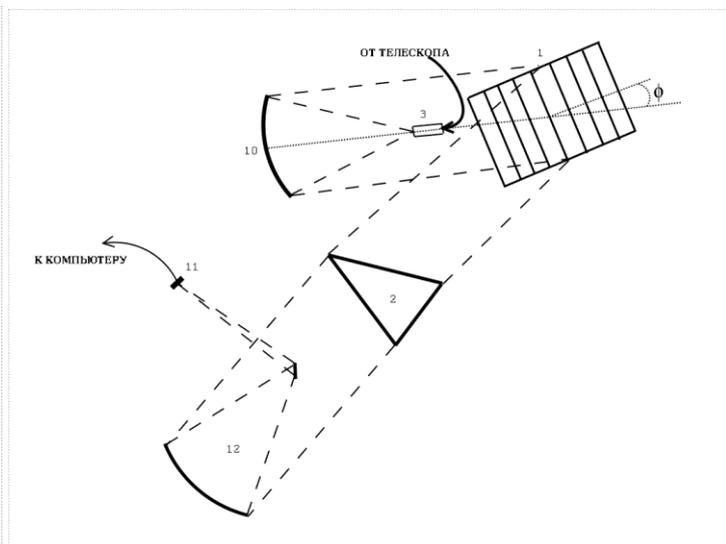


Рис. 2. Основная конструкция спектрографа.

Постоянная эшелле-решетки (1) равна  $\sigma = 0.026667$  мм (75 штр/мм),  $tg\theta_b=2$ , размеры заштрихованной области 105x260 мм. Призма из стекла ТК9 (2) имеет преломляющий угол  $A=45^\circ$ , размеры граней 135x130 мм. Оптоволоконно (3), соединяющее телескоп со спектрографом, имеет диаметр 100 мкм (возможна замена на 50-ти микронное). Масштаб в фокусе 43-см телескопа СГУ составляет около 39"/мм, следовательно, 100-микронное волокно будет иметь угловой диаметр 3.9", что сопоставимо с размером турбулентного диска звезды. Оптоволоконно изменяет светосилу падающего на него света с  $F/5$  на  $F/3$ .

Подсмотр осуществляется посредством прозрачной пластинки (4), расположенной под углом  $45^\circ$  к входящему пучку, и матрицы подсмотра (5), позволяя устанавливать звезду точно по центру оптоволоконна. В модуле, присоединяющемся к фланцу телескопа, устанавливаются также источники сравнения (6) и плоского поля (7), освещающие волокно посредством откидного зеркала (8). Дополнительное плоское зеркало (9) служит для юстировки системы. Затвор может быть установлен как во входном модуле, так и в спектрографе.

Наилучшее использование решетки достигается при диаметре коллимированного пучка (и коллиматора (10) —  $D_{coll}$ ), равном 100 мм. Из-за большой светосилы телескопа

в качестве коллиматора нельзя использовать сферическое зеркало, aberrации которого превосходят размер волокна. Коллиматором выбрана парабола с  $D=120$  мм и  $F=300$  мм.

Для регистрации спектра используется матрица (11)  $780 \times 860$  пикселей с размером пикселя  $11 \times 11$  мкм. Наибольшее разрешимое число порядков такой матрицей равно 85 (по 10 пикселей на порядок, плюс 10 для переноса сигнала). Камера (12) имеет конструкцию типа "ломаный Шмидт", которая, хотя и вносит некоторые потери на центральное экранирование, приводит к меньшим aberrациям, чем линзовая камера. Используется камера  $F=170$  мм  $D_{\text{cam}}=125$  мм. Широкощельность прибора равна  $D_{\text{coll}}/D_{\text{cam}} = 300/170 = 1.76$ . Проекция волокна на ПЗС составит 56.8 мкм (5 пикселей).

Для решения широкого круга астрофизических задач разрешение телескопа  $R=\lambda/\Delta\lambda$  должно быть больше 10000. Согласно формуле спектрального разрешения по схеме Литтрова (условие автоколлимации)  $R = \frac{2tg\theta_b d_{\text{coll}}}{D_{\text{Tel}}S} = 16760$ , учитывая деградацию апертуры и широкощельность. Для 50-ти микронного волокна разрешение увеличится в 2 раза (до 33520). Таким образом, разрешение данного прибора будет достаточным для проведения многих научных исследований.

Для того чтобы уменьшить размеры прибора при работе в автоколлимационной схеме и исключить потери части спектра, решетка установлена под углом  $\gamma$  к коллимированному пучку. В нашем случае для пучка 100 мм в условии автоколлимации с  $\gamma=5^\circ$  спектр от  $\lambda_1=3600\text{\AA}$  до  $\lambda_2=7000\text{\AA}$  займет 60 порядков (с 71-го по 130-й), наибольшая длина которых составляет 9.6 мм для 71-го порядка, средняя дисперсия составляет 7.5  $\text{\AA}/\text{мм}$ , или 0.08  $\text{\AA}/\text{пиксель}$ . Для наибольшего заполнения призмы светом угол падения равен  $\alpha_1 = 39.7^\circ$ , тогда увеличение поперек дисперсии будет равно  $w=1.028$ . Ширина 130-го порядка составит 127 мкм (12 пикселей), что дает 7 пикселей межпорядочного расстояния, ширина же 71-го порядка составит 63.5 мкм (6 пикселей), что приведет к наложению низших порядков. Несмотря на это, далее 80-го порядка межпорядковое расстояние будет достаточным для экстрагирования спектров.

Данный прибор может использоваться в качестве звездного спектрофотометра, планетного спектрографа, небулярного спектрографа, кросс-корреляционного измерителя лучевой скорости, спектрополяриметра, для измерения оптических эффектов в атмосфере Земли, лабораторных измерений. Особо следует остановиться на кросс-корреляционном измерителе скорости, так как для малого телескопа этот метод иногда является единственным возможным для получения надежных результатов при уровне сигнал/шум  $\sim 1$ .

Разработанная нами оптическая система на основе малого (или среднего) телескопа имеет существенные достоинства, связанные с ее небольшими размерами и мобильностью, а ее оптические параметры близки к параметрам системы на основе большого телескопа.

#### Список публикаций:

- [1]. Зайдель А.Н. и др. Теория и практика спектроскопии // М., Наука. — 1972.
- [2]. Миберн Дж. Обнаружение и спектрометрия слабых источников света // М., Мир. — 1979.
- [3]. Панчук В.Е., 1999, Препринт САО №141
- [4]. Панчук В.Е., 2001, Препринт САО №154
- [5]. Тарасов К.И. Спектральные приборы // Л., Машиностроение. — 1968.
- [6]. Didier Queloz. Echelle spectroscopy with a CCD at low signal-to-noise ratio // New Developments in Array Technology & Applications, 221-229. 1995, IAU.

## **МГД моделирование эволюции ICMEs для определения начальных параметров CMEs**

*Жулина Елена Геннадьевна*

*Королёв Алексей Викторович*

*Нижегородский государственный педагогический университет*

*Бархатов Николай Александрович, д.ф.-м.н*

*Zhulina-l@yandex.ru*

Современные исследования показали, что корональные выбросы массы (CMEs) – одни из фундаментальных явлений крупномасштабной солнечной активности. Они являются важным источником геоэффективных возмущений в солнечном ветре. На данный момент, о параметрах CMEs чаще всего судят по результатам визуальных наблюдений на наземном или спутниковом коронографе. Поскольку, параметры CMEs прежде чем быть зарегистрированными в виде ICMEs (межпланетные CMEs) на каком-либо патрульном космическом аппарате (КА), сильно эволюционируют на трассе Солнце – Земля. В связи с этим, начальные реальные параметры CMEs остаются неизвестными. В этой работе в рамках компьютерного магнитогидродинамического (МГД) моделирования решается обратная задача по определению начальных параметров возмущающих потоков, причиной которых являются CMEs, по измеренным параметрам ICMEs. Подобный метод уже успешно применялся нами при решении других задач солнечно-земных связей [1,2].

В основу моделирования положено изучение ряда конкретных событий 1979, 1980, 1981, 1982, 1983, 1984, 1986, 1988 годов. Подбор событий был сделан на основе сведений приведенных в [3], где содержатся данные о параметрах ряда ICMEs, зарегистрированных на КА PVO и Helios и, соответствующие этому ряду, событий CMEs, полученных с коронографов Solwind и SMM. Установление связи CMEs, наблюдаемых на коронографе с возмущениями в межпланетном пространстве (ICMEs) сделаны с учетом их местоположения. Также учитывается тот факт, что CMEs, имеющие начальную скорость ниже скорости окружающего солнечного ветра, ускоряются по мере движения по трассе Солнце – Венера, а CMEs с более высокими скоростями выброса – замедляются. Всего рассмотрен ряд из 31 случая такого соответствия. Для изучаемых 31 событий из базы данных КА PVO и Helios были взяты параметры ICMEs – значения концентрации, компонент скорости, температуры протонов солнечного ветра и компонент межпланетного магнитного поля, а также визуальные параметры соответствующих CMEs, полученные на коронографах КА Solwind или КА SMM.

Предварительно была проведена классификация выбросов по морфологическим признакам представленным в каталоге SMM. Они были разделены на спайки, выбросы кратной структуры, бесструктурные выбросы, фронты, гало, CMEs петлеобразной структуры. Среди имеющихся событий были отобраны случаи, принадлежащие к одному и тому же классу. Далее проводилось сопоставление визуальных данных по CMEs с зарегистрированными зависимостями параметров ICMEs. Особое внимание при этом уделялось поведению плотности, скорости переноса вещества и температуры. Анализ показал, что CMEs, принадлежащие к одному и тому же классу, ведут к сходным возмущениям параметров межпланетной среды (ICMEs).

На основании проведённого анализа для дальнейшего моделирования из 31 события [3] были отобраны 8 наиболее характерных событий, принадлежащих 3 классам. К классу I отнесены CMEs типа «фронт», следствием которых является подогретый по сравнению с окружающей средой скачок концентрации протонов солнечного ветра, движущийся со скоростью близкой к скорости солнечного ветра. К классу II отнесены т. н. «спайки» – клинья, ведущие к скачку плотности не нагретой плазмы, двигающемуся практически со скоростью спокойного солнечного ветра. Класс III CMEs, в виду схожести их влияния на параметры солнечного ветра, объединяет в себе бесструктурные и многоспайковые. Эти возмущения характеризуются подогретым скачком плазмы, движущимся с повышенной скоростью.

В результате численного МГД моделирования эволюции событий разных классов ICMEs были установлены их начальные параметры, соответствующие внутренней короне Солнца, т.е. фактически исходные параметры CMEs. Рассмотрение разных событий типа «фронт» позволило установить ряд закономерностей. Для событий CMEs I класса было определено, что концентрация вещества в выбросе в 3 раза должна превышать фоновую, температура – немного выше фоновой. Протяженность начального CMEs возмущения оценена в 0.7 млн.км. Концентрация вещества выброса, соответствующего «спайку» (II класс) в 3.5 раза превышает фоновую, его скорость немного ниже фоновой. Для события бесструктурной форма CMEs (III класс) было найдено, что концентрация начального CME's должна превышать фоновую в 3.5 раза, скорость выброса быть на 10% выше фоновой, которая достаточно высока и почти в 2 раза выше средней скорости солнечного ветра. Температура выброса должна превышать фоновую на 10 %. Протяженность начального CMEs бесструктурной формы и «спайка» (II, III класс) в 2-3 раза выше, чем для класса I («фронт»). Отмечено, что значения компонент магнитного поля в выбросах в 2-3 раза превышают фоновые, а знак компоненты соответствует регистрируемой на КА.

Список публикаций:

- [1] Бархатов Н.А., Королев А.В., Застенкер Г.Н., Рязанцева М.О., Далин П.А. МГД моделирование динамики резких возмущений межпланетной среды в сравнении с наблюдениями на космических аппаратах. // Космические исследования, 2003, Т.41, N 6, С.563.
- [2] Бархатов Н.А., Зырянова М.С., Иванов К.Г., Фридман В.М., Шейнер О.А. Установление солнечных источников геоэффективных возмущений с использованием МГД-моделирования. // Геомагнетизм и аэронавигация, 2002, Т.42, N 5, С.594
- [3] Lindsay G.M., Luhmann J.G., Russel C.T., Gosling J.T. Relationships between Coronal Mass Ejection speeds from coronagraph images and interplanetary characteristics of associated interplanetary coronal mass ejections. // J.Geoph..Res., 1999, V.104, N A6, P.12515.

## **Гидродинамическая модель дифференциального вращения Солнца**

**Задорожный Александр Сергеевич**

*Ставропольский Государственный университет*

*Каплан Лев Григорьевич, д.ф.-м.н.*

*Sasha\_za@mail15.com*

Как известно, вещество экваториальной плоскости Солнца вращается быстрее, чем в других областях поверхности. Дифференциальное вращение характерно для многих звезд, а также для Юпитера.

Существует двумерная модель дифференциального вращения. В соответствии с этой моделью, должно наблюдаться замедление вращения вещества внешних слоев, причем замедление сильнее в экваториальной области, чем в полярных. Поэтому был предложен ряд уточняющих предположений, например, меридиональные течения газа в глубине и на поверхности Солнца, магнитные поля большой интенсивности, особый характер турбулентности и т.д. Но гидродинамическое обоснование этих моделей недостаточно убедительно. Данные наблюдений также не подтверждают эти предположения.

Нами рассмотрена усовершенствованная двумерная модель термодинамики верхних слоев Солнца, которая объясняет ускоренное вращение его поверхности в экваториальной области по сравнению с полярными областями. Теория строилась при следующих предположениях: форма Солнца принята сферической; центральная, неконвективная часть, в которой сосредоточена почти вся его масса, вращается твердотельно, вектор ее угловой скорости направлен на север; все термодинамические характеристики не зависят от гелиоцентрических координат; отсутствует переходный слой и резкая граница между твердотельно вращающейся центральной частью и конвективным слоем.

Предполагалось, что конвекция в верхних слоях Солнца осуществляется посредством газовых пузырей, имеющих сферическую форму. Вначале была построена плоская модель явления. Движение пузыря рассматривается как смещение локального процесса, в котором газовый пузырь играет роль твердого ядра цилиндрической формы. Ядро, одновременно участвует и в радиальном движении и вращается около своей оси, находясь в слое завихренного газа. На ядро действуют силы Жуковского (Магнуса) и Кориолиса, суммарное действие этих сил приводит к увеличению тангенциальной составляющей скорости по направлению вращения. При диссипации пузырей это приводит к ускорению вращения внешних областей относительно центра в плоской модели Солнца. Учитывается компенсационное оседание окружающего газа при всплывании пузырей. В трехмерном представлении ускорение вращения сильнее в экваториальной области поверхности Солнца, чем в полярных областях. В соответствии с полученными зависимостями, эффект дифференциального вращения увеличивается с увеличением плотности потока тепла при конвективном теплопереносе, расстояния, которое проходит пузырь от момента зарождения до диссипации, и толщина конвективного слоя на Солнце. С увеличением динамического коэффициента трения эффект уменьшается. Допущенные предположения не носят принципиального характера и не меняют качественную картину явления, хотя при их уточнении возможна некоторая коррекция вида зависимостей и численных коэффициентов.

Итак, конечная формула имеет вид:

$$\varepsilon(\psi) = \left( 1 + p(\psi) \frac{\Delta r}{r_1} \right) \omega_s, \quad (1)$$

где  $\frac{\Delta r}{r_1}$  - отношение толщины конвективного слоя к радиусу не конвективной части Солнца, в которой сосредоточена почти вся его масса,  $\omega_s$  - угловая скорость центральной твердотельно вращающейся не конвективной части Солнца,  $\psi$  -

гелиоцентрическая широта,

$$p(\omega) = \frac{2h \cos \psi}{1 - h \cos \psi}; \quad (2)$$

$$h = \frac{2lA}{\mu} = \frac{2lq}{\mu c_p T_e}. \quad (3)$$

здесь  $l$  - путь, проходимый пузырьком от момента зарождения до диссипации,  $\mu$  - коэффициент турбулентного трения,  $A$  - абсолютное значение среднего удельного потока разностной массы в единицу времени, выносимый к поверхности,  $q$  - усредненный поток тепла, выносимого пузырьками через единичную площадку за единицу времени,  $c_p$  - теплоемкость и  $T_e$  - эффективная температура Солнца.

Проверка потенциальной точности конечной зависимости, проводилась в области изменения широты от  $0^\circ$  до  $90^\circ$ , толщина конвективного слоя произвольно считалась равной четверти радиуса Солнца, угловая скорость твердотельно вращающегося ядра Солнца принималась равной  $9,83^\circ/\text{сут}$ . Результаты расчета показывают, что теоретическая зависимость практически полностью соответствует экспериментальной, расхождение составляет не более 8% по отношению к разности скоростей вращения на экваторе и полюсах ( $3,87^\circ/\text{сут}$ .) и 2% по отношению к скорости вращения поверхности Солнца в области экватора ( $13,7^\circ/\text{сут}$ .). В дальнейшем в выведенные формулы желательно подставлять реальные значения физических параметров. Большинство используемых параметров могут быть оценены на основании наблюдаемой глобулярной картины поверхности Солнца, точно известных характеристик лучеиспускания, существующих теорий его структуры и температурной стратификации. Наибольшие трудности, видимо, возникнут с точностью расчета динамического коэффициента трения. Эти трудности обусловлены как сложностью явления (одновременностью существования вынужденной и свободной конвекции), так и существующими известными трудностями теории турбулентности.

## **Химическая эволюция дозвёздных ядер для разных динамических моделей**

***Кирсанова Мария Сергеевна***

*Уральский Государственный Университет им. А. М. Горького*

*Вибе Дмитрий Зигфридович, к.ф.-м.н*

*m.kirsanova@mail.ru*

Образование звёзд в молекулярных облаках – одна из интереснейших задач астрофизики. Хотя эта задача решается на протяжении уже нескольких лет, многие вопросы до сих пор не решены. Один из таких вопросов заключается в том, как внутри молекулярных облаков образуются плотные дозвёздные ядра.

Предполагается, что установить предпочтительную динамическую модель: временную шкалу образования дозвёздного ядра и характер изменения плотности вещества в этом процессе можно по изучению его химической структуры, то есть пространственного распределения молекул в ядре.

Начинать задачу об определении динамической истории образования ядра целесообразно с простейших динамических моделей. Основная задача работы - чётко выделить молекулы, чувствительные к тем или иным параметрам сжатия.

В работе проведено моделирование образования химических соединений, и рассмотрены различия химического состава дозвездного ядра в двух динамических приближениях: феноменологической модели образования ядра (далее - модель 1), основанной на наблюдениях объекта L1498 [1] и модели модифицированного свободного сжатия (сжатие с задержкой вследствие действия, например, магнитного поля, далее – модель 2) [2]. Изменение концентрации частиц в рассмотренных моделях определяются формулами (1) и (2) соответственно:

$$n_H = n_{init} + n_{fin} \left( 1 - \exp\left(\frac{t_0 - t}{\tau}\right) \right) \quad (1)$$

где  $n_{init}$  – начальная концентрация,  $n_{fin}$  – конечная,  $t_0$  – время начала сжатия,  $\tau = 3 \cdot 10^6$  лет - характерное время свободного падения.

$$\frac{dn_H}{dt} = B \left( \frac{n_H^4}{n_{init}^4} \right)^{\frac{1}{3}} \left( 24\pi G m_H n_{init} \left( \left( \frac{n_H}{n_{init}} \right)^{\frac{1}{3}} - 1 \right) \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

где  $B$  – задерживающий фактор. Вариант с  $B = 1.0$  соответствует свободному падению вещества.

Характер динамической эволюции в этих моделях диаметрально противоположен: медленное и постепенное сжатие в первой модели, но резкое и быстрое во второй, (см. рис. 1).

Кратко результаты работы формулируются следующим образом.

1. Удалось выделить молекулы, чувствительные к определённым факторам сжатия: к времени начала, к темпу изменения плотности в этом процессе и к обоим факторам одновременно. Среди этих молекул выделяются часто наблюдаемые в межзвёздных облаках, такие как CO, SO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>CN, C<sub>3</sub>H<sub>2</sub>, C<sub>2</sub>S и другие.

2. Различия между обилиями, полученными в разных моделях, для большинства соединений химии углерода и кислорода (например, CO, CS, HCO<sup>+</sup> и др.) наиболее существенны на интервалах времени от  $5 \cdot 10^5$  лет и больше. Для соединений азота (среди которых часто наблюдаемые NH<sub>3</sub>, N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>) время появления значительных различий между обилиями много больше – от  $10^6$  лет.

3. Диагностика динамической истории образования дозвездного ядра требует подробного анализа его химической структуры.

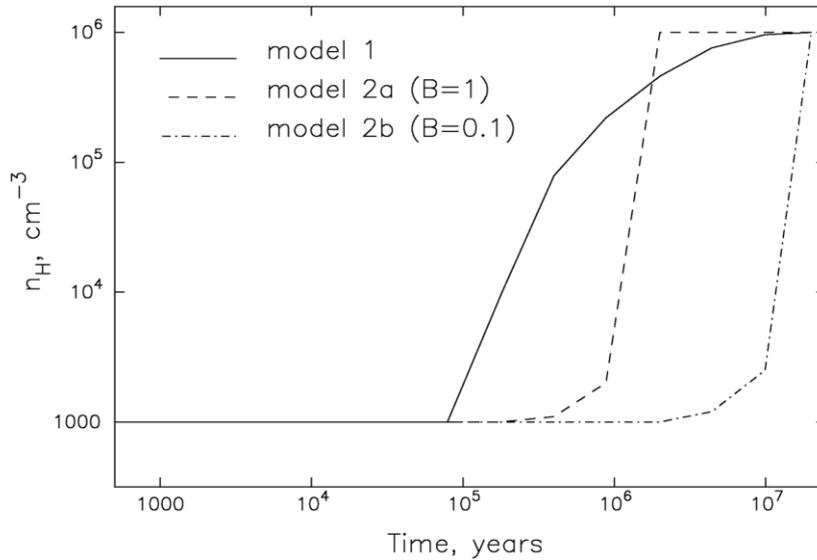


рис.1

Результаты работы докладывались на 33-й международной студенческой научной конференции «Физика космоса» [3]

Список публикаций:

[1] E. A. Bergin, W. D. Langer, *ApJ*. 1997, 486, 316.

[2] L. A. M. Nejad, D.A. Williams *et al.*, *MNRAS*. 1990, 246, 183

[3] М.С. Курсанова, Д.З. Вибе, *Физика Космоса: Тр. 33-й Междунар. студ. науч. конф., Екатеринбург, 2-6 февр. 2004 г., с. 241.*

## О целесообразности учёта явления рефракции в интерпретации видимой информации о Солнце

**Козырев Алексей Владимирович**

*Владимирский Государственный Университет*

*Кунин Владимир Николаевич, д.ф-м.н*

*Boy@mail.ru*

При наблюдениях Солнца истинная картина поверхности искажается из-за рефракции в солнечной атмосфере. Явление рефракции в земной атмосфере можно учесть, так как её передаточная функция детально изучена. Поскольку передаточная функция солнечной атмосферы неизвестна, то результат рефракции тоже неизвестен. Поэтому видимая картина отражает действительную со значительными ошибками.

Видимая угловая скорость вращения Солнца зависит от гелиографической широты и изменяется по закону (1):

$$\omega = 14.^\circ 44 - 3 \cdot \sin^2 \varphi \quad (1)$$

Угловая скорость на полюсах на 3 °/сут меньше, чем на экваторе. Это противоречит фундаментальным законам физики. Ситуация не меняется в случае применения приборных методов исследования. Например, измерение скорости вращения Солнца по смещениям линий в его спектре (эффект Доплера), не исключает действия рефракции. Зависимость угловой скорости вращения от гелиошироты настолько парадоксальна, что на этот эффект в настоящее время не выдвинута ни одна гипотеза. Это проявление того, что «скорость вращения определяется по видимому движению различных деталей в атмосфере Солнца»[1]. Проведение каких-либо экспериментов по учёту передаточной функции солнечной атмосферы не представляется возможным, так как человечество не располагает методами проведения измерений в атмосфере Солнца.

Казалось бы невозможно найти выход из сложившейся ситуации. Однако в последние годы, благодаря успехам в точности наблюдений, появилась возможность учёта явления рефракции. В частности, природа даёт нам пример прохождения Меркурия на фоне диска Солнца. В связи с тем, что диаметр орбиты Меркурия в 40 раз больше диаметра Солнца, то при наблюдениях, в момент, когда Меркурий, Земля и Солнце располагаются на одной прямой, орбита Меркурия с высокой степенью точности является прямой линией на участке, равным диаметру Солнца. Если полагать, что атмосфера Солнца соизмерима с орбитой Меркурия, то можно говорить о том, что регистрация движения Меркурия при изменении гелиошироты будет происходить так, что его широтная скорость должна меняться так же, как и видимая скорость вращения Солнца. Градиент концентрации электронов в солнечной атмосфере направлен к центру Солнца. Поэтому атмосфера Солнца ведёт себя, как рассеивающая линза с переменным по радиусу фокусным расстоянием. В результате наблюдаемой точке приписывается увеличенная гелиоширота, где скорость поверхности меньше [2]. Если это так, то траектория движения Меркурия должна быть криволинейной.

Так как прохождение Меркурия на фоне диска Солнца происходит как по широте, так и по долготе, то искривление его траектории окажется незначительным. Поэтому, для проверки гипотезы, требуются точные измерения параметров орбиты Меркурия. Авторы располагают данными о траектории Меркурия при его прохождении на фоне диска Солнца в 1993 и 2003 году из сети Интернет.

Для 1993 года —  
[http://www.lmsal.com/TXT/htm/Mercury\\_Transit\\_of\\_Solar\\_Corona/htm](http://www.lmsal.com/TXT/htm/Mercury_Transit_of_Solar_Corona/htm), а для 2003 года -  
[http://www.astronet.ru/db/msg/1190548/mercurytransit\\_dierick\\_big.jpg](http://www.astronet.ru/db/msg/1190548/mercurytransit_dierick_big.jpg)).

Однако воспользоваться с уверенностью этими данными нельзя. Так по прохождению на 1993 год имеется расчётная картинка и фактические фотографии прохождения, которые противоречат расчётной картине. Что из них принять за истину, сказать очень трудно, хотя при использовании, как расчётной картины, так и фотографий траектории Меркурия оказывается криволинейной. Для 2003 года представлена фотография прохождения (*рис. 1*).



*рис.1*

Для наглядности, размеры Меркурия существенно увеличены. При внимательном рассмотрении можно увидеть, что траектория изогнута серединой в сторону центра Солнца. Однако воспользоваться информацией с фотографии нельзя, так как времена моментов фотографирования указаны «примерно через 15 минут». Естественно, что какие-либо конкретные выводы по этой фотографии делать очень рискованно. Однако при возникновении возможности ознакомиться с точными траекторными данными, появляется возможность делать выводы об истинном вращении Солнца.

Список публикаций:

[1]. БСЭ Т.24. - М.: Советская энциклопедия, - с.150

[2]. Кунин В.Н. Уточнение оптической информации о Солнце путём использования передаточной функции его атмосферы. // Сборник научных трудов Владимирского регионального отделения АИИ РФ, - 2001. –С.80.

## **Спектроскопические орбиты двойных В звезд HD 199081 И HD 176318**

***Курзаев Дмитрий Александрович***

***Шатский Николай Иванович***

*Московский Государственный Университет им. М. В. Ломоносова*

*Шатский Николай Иванович, к.ф-м.н*

*[dmka@mail.ru](mailto:dmka@mail.ru)*

В 2002 г. на опто–волоконном ПЗС–спектрографе среднего разрешения “Радуга” на 1.25-м телескопе рефлекторе ЗТЕ (Южная Станция ГАИШ МГУ, п. Научный, Украина) нами были выполнены измерения лучевых скоростей компонентов спектрально-двойных систем раннего спектрального класса с двойными линиями В5V HD 199081 [1, 2] и одиночными линиями В6V HD 176318 [3]. По итогам исследования были получены следующие результаты:

1) Определена новая спектроскопическая орбита системы HD 199081. Подтверждено изменение долготы периастра со временем, впервые найденное Хилдитч [1] и уточнено значение апсидального периода.

2) Система *HD 176318* впервые разрешена как спектрально-двойная с двойными линиями. Построена предварительная спектроскопическая орбита. Получены оценки физических параметров системы.

Список публикаций:

[1] Хилдич//*The binary system 57 Cyg-apsidal motion, effects of spectral line blending. Hilditch, R. W., Mon. Not. R. Astron. Soc., 164, 101-110, 1973.*

[2] Аبت и Леву // *Binaries among B2-B5IV, V absorption and emission stars. Abt H.A. & Levy S.G., Astrophys. J. Supp., 36, 241, 1978.*

[3] Горза//*The spectroscopic orbits of the binary systems HD 91948, HD 176318. Gorza Walter L., J. R. Astron. Soc. Can., 65, 277, 1971.*

## **Аномально большие волны в атмосфере Солнца**

***Леканова Екатерина Константиновна***

*Пелиновский Ефим Наумович*

*Куркин Андрей Александрович*

*Петрухин Николай Семенович*

*Куркина Инна Владимировна*

*Нижегородский Государственный Технический Университет*

*Куркин Андрей Александрович, к.ф.-м.н.*

*[katya@waise.nntu.sci-nnov.ru](mailto:katya@waise.nntu.sci-nnov.ru)*

В последние годы большое внимание уделяется исследованиям процессов образования аномально больших волн в океанологии. Это связано с существованием так называемых "волн-убийц" - волн большой амплитуды, внезапно появляющихся на поверхности спокойного океана. Однако, пока неизвестны не только астрофизические, но и атмосферные геофизические примеры исследования подобных процессов. На наш взгляд, подобный механизм возмущения волн большой амплитуды возможен для различных волновых мод, распространяющихся в атмосферах звезд, Солнца, а также планет. Наблюдения показывают, что в атмосфере Солнца на фоне шумов возникают импульсы большой амплитуды (в несколько раз превышающей среднюю амплитуду фона). Это, прежде всего, хорошо известные пятиминутные колебания - проявление собственных колебаний Солнца – представляющие собой волновые цуги длительностью в четыре-пять периодов. При средней амплитуде скорости колебаний 0,4 км/с для отдельных цугов она достигает значений 1,6 км/с. Аномальные колебания подобного рода наблюдаются и в магнитных структурах атмосферы (солнечных пятнах, магнитных трубках, петля и т.п.).

В данной работе исследуется процесс образования аномально больших акустико-гравитационных волн (АГВ) в атмосфере солнца за счет дисперсионного сжатия волновых пакетов. В качестве модели используется политропная атмосфера, хорошо описывающая подфотосферные слои Солнца и звезд, и отдельно слои атмосфер Земли и других планет, закон дисперсии АГВ в которой совпадает с дисперсионным уравнением океанических ветровых волн.

## **Моделирование метеорных потоков**

*Михайлин Ярослав Юрьевич*

*Журавлев Виктор Михайлович*

*Ульяновский государственный университет*

*Журавлев Виктор Михайлович, д.ф-м.н*

*yaroslav@netaddress.ru*

В данной работе представлен один из подходов к определению моментов максимальной активности и зенитного часового числа (*ZHR*) метеорных потоков. В его основе лежит так называемая спутниковая модель кометных выбросов. До ее создания можно было говорить лишь о вероятности наблюдения метеорного дождя, вызванного какой-либо кометой, так как предполагалось, что последние наблюдаются в том случае, если Земля пересекает или проходит на незначительном удалении от орбиты кометы. В действительности, выброшенные из головы кометы частицы (особенно небольшие) движутся не только под действием гравитационных сил, но и подвержены влиянию различных радиационных эффектов, вызванных излучением Солнца. Все это приводит к тому, что кометные выбросы могут встретиться с Землей даже тогда, когда материнская комета находится на значительном удалении от последней. Благодаря созданию спутниковой модели стало возможным определять точную дату и время (с учетом погрешности) предстоящего метеорного дождя, а также его зенитное часовое число. Правда Кондратьева и Резников вычислили моменты максимальной активности метеорного потока Леониды, но они ничего не смогли сказать о *ZHR* предстоящих метеорных дождей, так как рассматривали результирующие положения пылевых следов, образованных выбросами через джеты. Кроме того, их метод отличается большим объемом вычислений и громоздкостью.

Спутниковая модель утверждает, что вокруг ядра короткопериодической кометы (так называемого первичного ядра) находится вращающееся газопылевое облако, находящееся в сфере действия первичного ядра (аналогия со спутниками планет), поэтому метеороиды не сразу выбрасываются через джеты на гелиоцентрические орбиты, а движутся, некоторое время по «кометоцентрическим» орбитам. Подобное предположение подтверждается обнаружением у кометы Хейла-Боппа собственной спутниковой системы. Спутниковая модель позволяет избавиться от многих степеней свободы, присутствующих в традиционных моделях с джетами.

Важный элемент спутниковой модели – учет различных радиационных эффектов, влияющих на образование и эволюцию метеорных потоков.

## **Степень корреляции полученных данных с данными Литинена высокая. Оптика астрономических приборов**

*Панчук Ася Владимировна*

*Московский государственный педагогический университет*

*p\_asi@km.ru*

По функциональным признакам можно выделить основные классы современных астрономических приборов оптического диапазона: телескопы, спектрографы и

системы согласования (т.е. редукторы светосилы и оптоволоконные сочетания). Основная функция астрономического телескопа состоит в выделении пучка света, распространяющегося от астрономического объекта. Функция построения изображения объекта в фокальной поверхности объектива телескопа является необязательной, например, существуют оптические системы, формирующие параллельный пучок света без построения промежуточного изображения объекта. Среди телескопов больших диаметров преобладают рефлекторы, а диаметры объективов рефракторов и зеркально-линзовых систем не превосходят 1м. Зеркально-линзовые системы содержат вогнутое зеркало и корректирующие линзы (мениск или асферическую пластину, располагаемые перед зеркалом, а также полеспрямляющую линзу вблизи фокальной поверхности).

Оптика рефлектора содержит от одного до нескольких зеркал, включая сменные, что позволяет выполнять наблюдения в различных фокусах телескопа и с различным масштабом изображения. Диаметры зеркал крупных телескопов в течение XX века выросли почти на порядок, достигнув 10-метрового рубежа. При увеличении диаметра зеркала растет и его фокусное расстояние, что порождает проблему согласования масштаба изображения объекта с элементом разрешения светоприемника (0.015-0.025мм при использовании твердотельных полупроводниковых светоприемников - матриц приборов зарядовой связи - ПЗС). Например, масштаб изображения в главном фокусе 6-метрового телескопа БТА (относительное отверстие 1:4) Специальной астрофизической обсерватории (САО) РАН составляет 1 угл.сек. на 0.116мм, т.е. при наилучших атмосферных условиях изображение каждой звезды "размазывается" на восемь 15-микронных элементов матрицы ПЗС. При измерении яркости слабых звезд, где накопленный сигнал невелик, начинают сказываться шумы светоприемника, в случае матрицы ПЗС это преимущественно шумы считывания сигнала с каждого элемента. Следовательно, чем меньше элементов принимает сигнал от данной звезды, тем меньше роль шумов считывания. Уменьшение масштаба изображения осуществляется при помощи редуктора светосилы - системы, увеличивающей эффективное относительное отверстие телескопа и уменьшающей масштаб изображения. Освещенность, приходящаяся на один элемент светоприемника, при этом возрастает, например, при увеличении относительного отверстия от 1:4 (телескоп БТА) до 1:2 (БТА с редуктором светосилы), освещенность возрастает вчетверо. Таким образом, решается задача создания светосильной зеркально-линзовой системы, состоящей из зеркала большого диаметра и линзовой оптики относительно малых размеров.

Редуктор светосилы играет роль системы, согласующей масштаб изображения в фокальной поверхности телескопа с величиной элемента разрешения светоприемника. Редуктор содержит два объектива: первый, коллиматорный, с относительным отверстием, равным относительному отверстию телескопа в данном фокусе, и камерный, более короткофокусный, строящий изображение на светоприемнике. Величина редукции светосилы определяется отношением фокусных расстояний коллиматора и камеры редуктора. Астрономическим спектрографом является оптическая система, строящая совокупность монохроматических изображений щели или объекта. Элементом, образующим спектр, является диспергирующая система (призма или дифракционная решетка, или комбинация этих элементов). Большинство диспергирующих систем работает в параллельном пучке света, поэтому впереди устанавливается коллиматор - оптическая система, формирующая такой пучок.

Изображение исследуемого объекта (или щель спектрографа) должны находиться в фокусе коллиматора. Параллельные пучки разных длин волн, расходящиеся после диспергирующей системы, перехватываются оптикой объектива спектрографа, строящего изображение спектра в своей фокальной поверхности.

Кроме формирования спектра, в астрономическом спектрографе решается задача согласования ширины входной щели и ширины элемента светоприемника, поэтому, как и в редукторе светосилы, фокусное расстояние коллиматора превышает фокусное расстояние камеры (изображение ширины щели желательнее уменьшить до изображения двух элементов светоприемника). Следовательно, если между коллиматором и камерным объективом редуктора светосилы поместить диспергирующий элемент, то получим спектрограф. Такой прибор позволяет регистрировать сразу спектры нескольких объектов, попадающих в поле зрения телескопа. В этом случае спектральное разрешение определяется разрешением собственно спектрографа, скорректированным с учетом диаметров изображений звезд и точности их сопровождения телескопом в течение экспозиции (изображение каждой звезды служит элементарной "щелью" спектрографа). Однако у бесщелевого многообъектного спектрографа существует принципиальное ограничение на спектроскопию слабых объектов. Так как спектры, регистрируемые от каждой элементарной площадки фона неба, перекрываются, яркость фона неба остается такой же, как и при регистрации прямых изображений. А яркость спектра исследуемого объекта снижается (по порядку величины) во столько раз, на сколько элементов светоприемника распределяется спектр.

Устанавливая в фокальной поверхности коллиматора одну или несколько щелей или диафрагм, можно резко понизить влияние фона неба и зарегистрировать спектры более слабых объектов. Число щелей, которые можно разместить в фокальной поверхности коллиматора щелевого многообъектного спектрографа, конструктивно ограничено (10-20 щелей), поэтому для одновременной регистрации спектров десятков и сотен объектов используются оптические волокна. В фокальной поверхности телескопа размещается маска с отверстиями, расположенными в тех местах, где находятся исследуемые объекты. В отверстия вставлены оптические волокна с отполированными торцами, выходные торцы волокон выстроены в одну линию, выполняющую функцию щели спектрографа. При наблюдениях с высоким спектральным разрешением, с целью сохранения стабильности спектра, спектрограф размещается неподвижно в объеме с постоянными температурой и давлением, а собранный телескопом свет звезды передается в спектрограф по оптическому волокну.

## **Регистрация случаев дробления потоковых метеорных частиц**

*Саламатин Александр Олегович*

*Степанов Анатолий Михайлович*

*Казанский Государственный Университет*

*Курганов Александр Ростиславович, к.ф.-м.н*

*[alexsw@mail.ru](mailto:alexsw@mail.ru), [Alexander.Kurganov@ksu.ru](mailto:Alexander.Kurganov@ksu.ru)*

В работе, опубликованной ранее в одном из предыдущих выпусков сборника тезисов ВНКСФ [1], была исследована зависимость вероятности дробления

радиометеоров спорадического фона от типа дробления метеорной частицы. В данной работе произведено исследование вероятности проявления дробления для спорадических и потоковых радиометеоров на основании укороченных до 0,25 секунды амплитудно-временных и фазо-временных характеристик.

В [2] приводится достаточно подробная классификация типов дробления метеорных тел. Автор определил шесть типов дробления метеорных частиц. Это:

– *раскалывание* (тип *B*) – механическое дробление метеороидов по границам структурных элементов;

– *крошение* (тип *C*) – дробление рыхлых метеороидов на структурные части (одноразовое и прогрессивное);

– *шелушение* (тип *H*) – квазинепрерывное отделение частиц с поверхности метеорного тела;

– *разбрызгивание* (тип *S*) – сбрасывание капель расплавленной пленки;

– *пульверизация* (тип *P*) – дробление расплавленных капель;

– *распыление* (тип  $P_{\omega}$ ) – дробление мелких метеороидов на зерна субмикронных размеров.

По наблюдениям радиоотражений от метеорных следов удается различить только три типа дробления метеорных частиц [3]:

– *шелушение* (сюда относится тип *H* по вышеуказанной классификации);

– *осколочное дробление* (типы *B* и *C*);

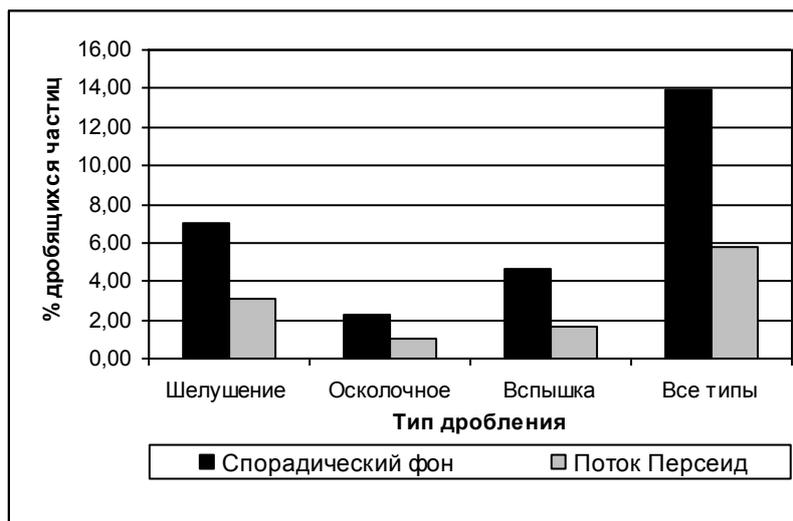
– *вспышка* (типы *S*, *P* и  $P_{\omega}$ ).

Подобная классификация уместна, поскольку каждый из трех перечисленных типов дробления вызывает свой характерный эффект [3], хорошо различимый на амплитудно-временной (АВХ) и фазо-временной (ФВХ) характеристиках радиоотражений от метеорных следов. Дробление типа *шелушение* вызывает замывание дифракционных колебаний на АВХ, характерных для отражений от недробящихся метеоров. Осколочное дробление вызывает появление дополнительных колебаний с большим периодом на АВХ и появление участков нелинейности на ФВХ, вызванных многолучевостью распространения сигнала радиолокатора. Дробление типа *вспышка* вызывает кратковременное, быстрое увеличение амплитуды отраженного сигнала и столь же быстрый ее спад относительно обычного хода АВХ метеорного радиоотражения.

Первичные данные (совмещенные АВХ-ФВХ радиоотражений) были получены на метеорном радаре КГУ-М5 [4]. По совмещенным АВХ-ФВХ регистрациям радиометеоров проведено выявление случаев дробления метеорных частиц. Всего было исследовано более 2600 таких регистраций, 1061 из которых относились к радиометеорам спорадического фона, а в 1509 регистрациях доминировали радиометеоры потока Персеид. Время регистрации, равное 0,25 секунды, достаточно для определения факта дробления метеорного тела, поскольку эффекты дробления проявляются уже на стадии формирования метеорного следа. Суммарная вероятность дробления радиометеоров составила 13,95% для спорадического фона и 5,74% для потока Персеид (см. *рис.1*). Показано, что вероятность дробления мелких частиц

меньше, чем у оптических метеоров и телеметеоров. Кроме того, вероятность дробления для потоковых частиц заметно меньше, чем для спорадических частиц.

Самый распространенный из зарегистрированных типов дробления радиометеоров – *шелушение* (7,07% и 3,05% соответственно для спорадических частиц и потока Персеид). Для дробления типа *вспышка* – соответственно 4,62% и 1,64% и, наконец, для *осколочного* дробления – соответственно 2,26% и 1,05%. Эти данные относятся к радиометеорам примерной массы 0,01–0,00001 г, согласно параметрам и чувствительности метеорного радара КГУ-М5.



Также было оценено относительное изменение мощности отраженного сигнала после момента «*вспышки*» для радиометеоров. Изменение мощности сигнала составило от 50 до 200% от средней мощности радиосигнала до и после момента дробления. Выяснено, что дробление типа *вспышка* регистрируется раньше (0,02–0,05 секунды от начала регистрации), а осколочное дробление – чуть позже (0,04–0,06 секунды) для радиометеорных частиц.

Список публикаций:

- [1] Саламатин А.О. ВНКФСФ-7, сборник тезисов конференции, 726–728 (2001)
- [2] Бронитэн В.А. Физика метеорных явлений. – М.: Наука, 416 с. (1981)
- [3] Новиков Г.Г. и др. Письма в астрономический журнал, **10**, №1, 71-76 (1984)
- [4] Пупышев Ю.А. и др. Метеорное распространение радиоволн, **17**, 96–100 (1981)

## Эволюция элементов орбит Юпитера и Сатурна на длительных интервалах времени.

**Чачина Татьяна Сергеевна**

Кузнецов Эдуард Дмитриевич

Уральский Государственный Университет

Кузнецов Эдуард Дмитриевич, к.ф.-м.н

[cassiopeia\\_tanya@mail.ru](mailto:cassiopeia_tanya@mail.ru)

Исследование динамической эволюции планетных систем типа Солнечной на космогонических интервалах времени является одной из фундаментальных задач

небесной механики. В настоящий момент разрабатывается аппарат, с помощью которого можно было бы исследовать динамическую эволюцию произвольных планетных систем. На первом этапе, для упрощения математических выкладок и отладки численных алгоритмов рассматривается двухпланетная задача Солнце–Юпитер–Сатурн. При решении этой задачи получено разложение возмущающего гамильтониана в ряд Пуассона по всем элементам до второй степени малого параметра, построены разложения для осредненного гамильтониана, производящей функции преобразования Ли, уравнений замены переменных и правых частей уравнений движения с точностью до второй степени малого параметра.

В настоящей работе выполнено численное интегрирование системы в средних элементах и проведено исследование свойств получаемого решения. Для интегрирования использовались методы Рунге–Кутты 9-го и 11-го порядков и метод Эверхарта. На интервале 10 млрд. лет получены значения орбитальных элементов, которые задают область возможных движений Юпитера и Сатурна. Изменение элементов орбит почти периодическое. Диапазоны изменения эксцентриситета и наклона составили: для Юпитера — 0.019-0.051, 1.3-2.0°, для Сатурна — 0.021-0.077, 0.73-2.5° соответственно. Долготы перигелиев орбит изменяются вековым образом. Характер эволюции долгот восходящих узлов зависит от используемой основной плоскости и порядка метода Хори–Депри. В первом приближении на плоскости эклиптики узлы Юпитера и Сатурна либрируют с амплитудами 13° и 33° соответственно, на плоскости Лапласа — отстоят на 180° друг от друга. Во втором приближении характер эволюции узлов на плоскости эклиптики меняется на вековой. Получены оценки времени Ляпунова для Юпитера (14 млн. лет) и Сатурна (10 млн. лет).

На основании полученных результатов можно сделать следующий вывод: на космогонических интервалах времени в системе Солнце–Юпитер–Сатурн сохраняется условно-периодическое движение.

## **Влияние межгалактической пыли на излучение квазаров**

*Шагинян Алексей Сергеевич*

*Ростовский государственный университет*

*Щекинов Юрий Андреевич, д.ф.-м.н*

*[ashaginyan@rambler.ru](mailto:ashaginyan@rambler.ru)*

В работе рассматриваются статистические характеристики покраснения квазаров, обусловленного межгалактической пылью в рамках двух моделей распределения пыли в окрестности материнских галактик. В первой модели предполагается, что пыль выбрасывается из галактик давлением излучения звезд, так что результирующее пространственное распределение оказывается монотонно убывающей функцией расстояния до галактики. Во второй модели пыль сосредоточена в сравнительно тонкой оболочке, окружающей галактику - такой характер распределения можно было бы ожидать, если бы пыль вместе с газом выбрасывалась взрывными процессами, как это имеет место при вспышках звездообразования. Предполагая, что пространственная плотность галактик и их распределение по массам определяется иерархической схемой образования

галактик, в работе моделируется результирующее угловое распределение величины покраснения и находится функция распределения покраснения для квазаров. В рамках первой модели функция покраснений оказывается более крутой. Это может служить тестом при отождествлении доминирующего механизма загрязнения межгалактического вещества пылью.

## Определение магнитных полей на звездах по молекулярным спектрам

*Шапиро Александр Ильич*

*Санкт-Петербургский Государственный Университет*

*Иванов Всеволод Владимирович, д.ф. – м.н.*

*Бердюгина Светлана Владимировна, к.ф.-м. н.(ETH, Zurich)*

*AlexSh82@mail.ru*

В спектрах пятен на поверхностях холодных звезд главной последовательности (например, Солнца; магнитные поля – порядка килогаусса), а также холодных магнитных белых карликов (поля  $10^6 - 10^7$  G) очень часто наблюдаются молекулярные полосы. Однако детальный расчет молекулярных переходов в магнитном поле до сих пор не проводился.

Данная работа посвящена исследованию спектров двухатомных молекул в сильном магнитном поле с учетом взаимодействия уровней различных структур (эффект Пашена-Бака).

Наиболее часто термин "эффект Пашена-Бака" используется в атомной спектроскопии при объяснении превращения аномального эффекта Зеемана в нормальный. Его смысл в этом случае заключается в постепенном разрыве спин-орбитальной связи, и при так называемом полном эффекте Пашена-Бака, в независимости квантования орбитального момента молекулы **L** и ее спина **S**. Таким образом, в рассматриваемом смысле эффект Пашена-Бака представляет собой просто учет взаимодействия между мультиплетными компонентами термина.

В настоящей работе рассматривается молекулярный эффект Пашена-Бака трех типов: на тонкой структуре (разрыв спин-орбитальной связи), на вращательной структуре, и, наконец, при сравнительно больших магнитных полях, эффект взаимодействия различных электронных состояний (т. е., по сути дела, увеличение  $\Lambda$ -удвоения в магнитном поле). Важно подчеркнуть, что следствиями каждого из этих эффектов являются не просто поправки к стандартной теории молекулярного эффекта Зеемана, а полное изменение (даже на качественном уровне) всей физической картины явления даже при сравнительно небольших магнитных полях ( $\sim 1$  kG).

Разработанная методика позволяет рассчитывать эффект Пашена-Бака для термов произвольной мультиплетности, принадлежащих молекулам с произвольной константой спин-орбитальной связи (т. е. работающая также для промежуточного случая между случаями Гунда **a** и **b**).

В качестве примера данная методика была применена к магнитному белому карлику G99-37. Расчеты, выполненные для полосы  $B^2\Sigma^+ - X^2\Sigma^+$  молекулы CN, позволили получить оценку магнитного поля.

## **К биографии первого директора астрономической обсерватории иркутского университета вильгельма карловича абольда**

*Адельханов Сериккан Семсерович*

*ИрГЦЗН*

*sun1@iszf.irk.ru*

*Язев Сергей Арктурович*

*Астрономическая обсерватория ИГУ*

*uustar@star.isu.ru*

Вильгельм Карлович Абольд оставил заметный след в истории Иркутского университета и иркутской астрономии. Он был организатором и первым директором Астрономической обсерватории, преподавал на различных факультетах ИГУ, заведовал кафедрой астрономии и геодезии.

Однако биография Абольда известна плохо. Публикации [1-3] из-за недостатка биографического материала имеют неточности и лакуны в описании жизненного пути Абольда. Авторам, в рамках работы по исследованию истории астрономии в Иркутске, удалось обнаружить следственное дело В. К. Абольда, арестованного в 38-м году (обвинён в контрреволюционной шпионской деятельности) и ознакомиться с ним, что позволило уточнить многие детали в биографии. В связи с тем, что основные вехи биографии Абольда, основанные на его личном деле в ИГУ, были кратко изложены в [3], мы сосредоточимся в основном на том новом, что нам удалось выяснить.

В. К. Абольд родился 2 (14) июля 1879 г. в г. Гольдингене нынешней Латвийской республики в семье коллежского асессора. Латыш. Мать звали Люцией. Имел сестру Эльвиру Кажок (фамилия по мужу), проживавшей в Риге, с которой переписывался до начала 30-х годов, пока это не стало опасным в условиях тех лет. О жене известно только то, что звали её Анастасией Антоновной и что родилась она также в 1879 г.

После окончания Юрьевского университета в 1903 г. работал в обсерватории и преподавал в гимназии. В эти же годы принимает активное участие в революционном движении (член РСДРП в 1905- 1908 гг.). Имел подпольную кличку «Самсонов». Был казначеем организации, кроме того, в его квартире на окраине находилась подпольная типография (перед арестом была перенесена в другое место), проводились конспиративные собрания и назначались явки. С революционной деятельностью В. К. Абольда связан ряд интересных эпизодов о которых мы сейчас упоминать не будем. В 1908 г. он был арестован и после трёхмесячного тюремного заключения три месяца провел в ссылке в г. Енотаевске, после чего вернулся в Юрьев и больше активной революционной деятельностью не занимался, т. к. был под негласным надзором. До 1913 г. участвовал в длительных экспедициях в Сибири и один год провёл в Геттингенском университете. Вероятно, тогда же Вильгельм Карлович побывал и в Чехословакии (входившей в то период в состав Австро-Венгрии), о чём упоминает один из его сокамерников (см. ниже). В марте 1913 г. он выбыл в Томск, т. к. попечитель Рижского учебного округа камергер Прутченко настаивал на увольнении его из университета. При помощи проф. Орлова был принят на должность хранителя физического кабинета Томского университета, потом работал и преподавателем. Во время революции В. К. Абольд работал в Технологическом институте, где «принимал активное участие против реакционной профессуры и работал над вопросом реорганизации института». Его считали большевиком, из-за чего сильно притесняли –

он остался без места и работы. Поэтому Абольд принял предложение Шостаковича - директора Иркутской метеорологической обсерватории и переехал на работу в обсерваторию. Позже он преподает в вузах Иркутска, с 1924 г. став профессором ИГУ, приступает к организации обсерватории, где затем и проводит наблюдения звёзд..

Четырнадцатого августа 1938 г. Абольд был арестован по сфабрикованному, как теперь уже ясно, делу о контрреволюционной правотроцкистской организации в университете. Его фамилию называли ранее арестованные по этому делу. Обвиняли его и в шпионаже. Причём НКВД им заинтересовалось уже за несколько месяцев до ареста. Первые допросы начались только спустя три месяца после ареста – в декабре 1938 г. после чего был большой перерыв в допросах до июня 1939 г. В. К. Абольд отрицал все обвинения, стараясь все свои ответы аргументировать. Один из следователей (их было несколько) считал, что учёный ведет в камере «контрреволюционную агитацию». Действительно, имеются показания сокамерника Абольда, согласно которым до первого своего допроса профессор о Советском Союзе отзывался плохо, критиковал органы НКВД, хвалил политику Гитлера, призывал сокамерников сопротивляться следствию. Однако после допроса говорил в камере мало, больше молчал. Тем большее удивление вызывает тот факт, что 15 августа 1939 г. Абольд был освобождён из тюрьмы и уже 17 августа восстановлен на работе. В те годы людей расстреливали за куда меньшие прегрешения или вообще непонятно за что. Возможно, что ему повезло с последним следователем – попался честный. Или же он попал в «волну» освобождения, когда в пропагандистских целях тогдашний начальник ГУГБ НКВД СССР Л. П. Берия провел освобождение из лагерей части "необоснованно осуждённых": в 1939 из лагерей было освобождено 223,6, из колоний - 103,8 тысячи человек. После освобождения В. К. Абольд занимался преподавательской работой в ИГУ до самой своей смерти в 1948 г. Преподавателем он был строгим. Одна из его студенток военных лет рассказывает, что в одну из сессий из всей группы экзамен по астрономии сдали только два человека, а всем остальным пришлось слушать курс повторно. Окружающие характеризовали его как суховатого, педантичного, сдержанного человека, ведущего замкнутый образ жизни.

Авторы благодарят сотрудников архива РУ ФСБ по Иркутской области (особенно Н. Н. Таранову) за помощь в поисках документов.

#### Список публикаций:

[1] *Иркутский государственный университет: ректоры, деканы, профессора (1918-1998 ) // Сост. С. И. Кузнецов. - Иркутск: Агентство «КП-Байкал», изд-во Иркут.ун-та, 1998, с.122-123.*

[2] *Язев С.А. Из истории астрономической обсерватории Иркутского госуниверситета // Из истории Иркутской астрономической обсерватории. К 80-летию Иркутского государственного университета. - Иркутск, 1998. - с.7.*

[3] *В. Н. Казарин. Первый директор Астрономической обсерватории Иркутского университета Вильгельм Карлович Абольд: набросок портрета ученого. // Избранные проблемы астрономии. Труды научно-практической конференции, посвящённой 70 – летию астрономической обсерватории ИГУ. Иркутск, 20-22 ноября 2001 года. – Иркутск: Издательство “Облмашинформ”, 2001, с.58 – 61.*