

ISSN 1991-346X

ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ
ҰЛТТЫҚ ҒЫЛЫМ АКАДЕМИЯСЫНЫҢ

Х А Б А Р Л А Р Ы

ИЗВЕСТИЯ

НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК
РЕСПУБЛИКИ КАЗАХСТАН

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES
OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

**ФИЗИКА-МАТЕМАТИКА
СЕРИЯСЫ**



СЕРИЯ

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКАЯ



**PHYSICO-MATHEMATICAL
SERIES**

5 (303)

**ҚЫРКҮЙЕК – ҚАЗАН 2015 ж.
СЕНТЯБРЬ – ОКТЯБРЬ 2015 г.
SEPTEMBER – OCTOBER 2015**

1963 ЖЫЛДЫҢ ҚАҢТАР АЙЫНАН ШЫҒА БАСТАҒАН
ИЗДАЕТСЯ С ЯНВАРЯ 1963 ГОДА
PUBLISHED SINCE JANUARY 1963

ЖЫЛЫНА 6 РЕТ ШЫҒАДЫ
ВЫХОДИТ 6 РАЗ В ГОД
PUBLISHED 6 TIMES A YEAR

АЛМАТЫ, ҚР ҰҒА
АЛМАТЫ, НАН РК
ALMATY, NAS RK

Б а с р е д а к т о р

ҚР ҰҒА академигі,

Мұтанов Г. М.

Р е д а к ц и я а л қ а с ы:

физ.-мат. ғ. докторы, проф., ҚР ҰҒА академигі **Әшімов А.А.**; техн. ғ. докторы, проф., ҚР ҰҒА академигі **Байғұнчечков Ж.Ж.**; физ.-мат. ғ. докторы, проф., ҚР ҰҒА академигі **Жұмаділдаев А.С.**; физ.-мат. ғ. докторы, проф., ҚР ҰҒА академигі **Қалменов Т.Ш.**; физ.-мат. ғ. докторы, проф., ҚР ҰҒА академигі **Мұқашев Б.Н.**; физ.-мат. ғ. докторы, проф., ҚР ҰҒА академигі **Өтелбаев М.О.**; физ.-мат. ғ. докторы, проф., ҚР ҰҒА академигі **Тәкібаев Н.Ж.**; физ.-мат. ғ. докторы, проф., ҚР ҰҒА академигі **Харин С.Н.**; физ.-мат. ғ. докторы, проф., ҚР ҰҒА корр. мүшесі **Әбішев М.Е.**; физ.-мат. ғ. докторы, проф., ҚР ҰҒА корр. мүшесі **Жантаев Ж.Ш.**; физ.-мат. ғ. докторы, проф., ҚР ҰҒА корр. мүшесі **Қалимолдаев М.Н.**; физ.-мат. ғ. докторы, проф., ҚР ҰҒА корр. мүшесі **Косов В.Н.**; физ.-мат. ғ. докторы, проф., ҚР ҰҒА корр. мүшесі **Мұсабаев Т.А.**; физ.-мат. ғ. докторы, проф., ҚР ҰҒА корр. мүшесі **Ойнаров Р.**; физ.-мат. ғ. докторы, проф., ҚР ҰҒА корр. мүшесі **Рамазанов Т.С.** (бас редактордың орынбасары); физ.-мат. ғ. докторы, проф., ҚР ҰҒА корр. мүшесі **Темірбеков Н.М.**; физ.-мат. ғ. докторы, проф., ҚР ҰҒА корр. мүшесі **Өмірбаев У.У.**

Р е д а к ц и я к ең е с і:

Украинаның ҰҒА академигі **И.Н. Вишневский** (Украина); Украинаның ҰҒА академигі **А.М. Ковалев** (Украина); Беларусь Республикасының ҰҒА академигі **А.А. Михалевич** (Беларусь); Әзірбайжан ҰҒА академигі **А. Пашаев** (Әзірбайжан); Молдова Республикасының ҰҒА академигі **И. Тигиняну** (Молдова); мед. ғ. докторы, проф. **Иозеф Банас** (Польша)

Главный редактор

академик НАН РК

Г. М. Мутанов

Редакционная коллегия:

доктор физ.-мат. наук, проф., академик НАН РК **А.А. Ашимов**; доктор техн. наук, проф., академик НАН РК **Ж.Ж. Байгунчеков**; доктор физ.-мат. наук, проф., академик НАН РК **А.С. Джумадильдаев**; доктор физ.-мат. наук, проф., академик НАН РК **Т.Ш. Кальменов**; доктор физ.-мат. наук, проф., академик НАН РК **Б.Н. Мукашев**; доктор физ.-мат. наук, проф., академик НАН РК **М.О. Отелбаев**; доктор физ.-мат. наук, проф., академик НАН РК **Н.Ж. Такибаев**; доктор физ.-мат. наук, проф., академик НАН РК **С.Н. Харин**; доктор физ.-мат. наук, проф., чл.-корр. НАН РК **М.Е. Абишев**; доктор физ.-мат. наук, проф., чл.-корр. НАН РК **Ж.Ш. Жантаев**; доктор физ.-мат. наук, проф., чл.-корр. НАН РК **М.Н. Калимолдаев**; доктор физ.-мат. наук, проф., чл.-корр. НАН РК **В.Н. Косов**; доктор физ.-мат. наук, проф., чл.-корр. НАН РК **Т.А. Мусабаев**; доктор физ.-мат. наук, проф., чл.-корр. НАН РК **Р. Ойнаров**; доктор физ.-мат. наук, проф., чл.-корр. НАН РК **Т.С. Рамазанов** (заместитель главного редактора); доктор физ.-мат. наук, проф., чл.-корр. НАН РК **Н.М. Темирбеков**; доктор физ.-мат. наук, проф., чл.-корр. НАН РК **У.У. Умирбаев**

Редакционный совет:

академик НАН Украины **И.Н. Вишневский** (Украина); академик НАН Украины **А.М. Ковалев** (Украина); академик НАН Республики Беларусь **А.А. Михалевич** (Беларусь); академик НАН Азербайджанской Республики **А. Пашаев** (Азербайджан); академик НАН Республики Молдова **И. Тигиняну** (Молдова); д. мед. н., проф. **Иозеф Банас** (Польша)

«Известия НАН РК. Серия физико-математическая». ISSN 1991-346X

Собственник: РОО «Национальная академия наук Республики Казахстан» (г. Алматы)

Свидетельство о постановке на учет периодического печатного издания в Комитете информации и архивов Министерства культуры и информации Республики Казахстан №5543-Ж, выданное 01.06.2006 г.

Периодичность: 6 раз в год.

Тираж: 300 экземпляров.

Адрес редакции: 050010, г. Алматы, ул. Шевченко, 28, ком. 219, 220, тел.: 272-13-19, 272-13-18,

www.nauka-nanrk.kz / physics-mathematics.kz

© Национальная академия наук Республики Казахстан, 2015

Адрес типографии: ИП «Аруна», г. Алматы, ул. Муратбаева, 75.

Editor in chief

G. M. Mutanov,
academician of NAS RK

Editorial board:

A.A. Ashimov, dr. phys-math. sc., prof., academician of NAS RK; **Zh.Zh. Baigunchekov**, dr. eng. sc., prof., academician of NAS RK; **A.S. Dzhumadildayev**, dr. phys-math. sc., prof., academician of NAS RK; **T.S. Kalmenov**, dr. phys-math. sc., prof., academician of NAS RK; **B.N. Mukhashev**, dr. phys-math. sc., prof., academician of NAS RK; **M.O. Otelbayev**, dr. phys-math. sc., prof., academician of NAS RK; **N.Zh. Takibayev**, dr. phys-math. sc., prof., academician of NAS RK; **S.N. Kharin**, dr. phys-math. sc., prof., academician of NAS RK; **M.Ye. Abishev**, dr. phys-math. sc., prof., corr. member of NAS RK; **Zh.Sh. Zhantayev**, dr. phys-math. sc., prof., corr. member of NAS RK; **M.N. Kalimoldayev**, dr. phys-math. sc., prof., corr. member of NAS RK; **V.N. Kosov**, dr. phys-math. sc., prof., corr. member of NAS RK; **T.A. Mussabayev**, dr. phys-math. sc., prof., corr. member of NAS RK; **R. Oinarov**, dr. phys-math. sc., prof., corr. member of NAS RK; **T.S. Ramazanov**, dr. phys-math. sc., prof., corr. member of NAS RK (deputy editor); **N.M. Temirbekov**, dr. phys-math. sc., prof., corr. member of NAS RK; **U.U. Umirbayev**, dr. phys-math. sc., prof., corr. member of NAS RK

Editorial staff:

I.N. Vishnievski, NAS Ukraine academician (Ukraine); **A.M. Kovalev**, NAS Ukraine academician (Ukraine); **A.A. Mikhalevich**, NAS Belarus academician (Belarus); **A. Pashayev**, NAS Azerbaijan academician (Azerbaijan); **I. Tighineanu**, NAS Moldova academician (Moldova); **Joseph Banas**, prof. (Poland).

News of the National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan. Physical-mathematical series.
ISSN 1991-346X

Owner: RPA "National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan" (Almaty)

The certificate of registration of a periodic printed publication in the Committee of information and archives of the Ministry of culture and information of the Republic of Kazakhstan N 5543-Ж, issued 01.06.2006

Periodicity: 6 times a year

Circulation: 300 copies

Editorial address: 28, Shevchenko str., of. 219, 220, Almaty, 050010, tel. 272-13-19, 272-13-18,

www.nauka-nanrk.kz / physics-mathematics.kz

© National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan, 2015

Address of printing house: ST "Aruna", 75, Muratbayev str, Almaty

Проблемы небесной механики и динамики звездных систем

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 5, Number 303 (2015), 5 – 12

EFFECT OF ACCRETION DISC PROFILE ON THE DYNAMICS OF ACTIVE GALACTIC NUCLEI

B. T. Shukirgaliyev^{1,2}, T. P. Panamarev^{1,2}, S. G. Abdrakhmanov¹,
M. A. Makukov¹, Ch. T. Omarov¹

¹Fesenkov Astrophysical Institute, Almaty, Kazakhstan,

²Astronomisches Rechen-Institut, Universität Heidelberg, Heidelberg, Germany

Key words: active galactic nuclei, stellar dynamics, computational astrophysics, accretion, N-body simulations.

Abstract. Employing parallel computing technologies, we investigate a numerical model of active galactic nuclei. The model under consideration is implemented on the basis of the phiGRAPE+GPU code and comprises three subsystems – a central supermassive black hole, gaseous accretion disc, and compact stellar cluster. The evolution of the compact stellar cluster is modeled with direct integration (N-body simulation), while the black hole and gaseous disc are represented phenomenologically: the black hole is introduced as an external potential (fixed in space but variable in time due to black hole mass growth), and the gaseous disc is introduced as spatial time-independent density distribution. Apart from gravitational interaction with other stars, for each star we compute also the gravitational action from the black hole and dissipative action from the gaseous disc. The latter leads to the loss of energy by stars and, under certain conditions, to the accretion of some stars onto the black hole. Particular attention in this paper is paid to the study of the effect of the gaseous disc on the evolution of the entire system. In particular, comparing two accretion disc models with differing profiles, we analyze their effect on the process of stellar accretion, on orbital parameters of stars, and on global dynamical characteristics of the system.

УДК 524.47-54

ВЛИЯНИЕ ПРОФИЛЯ АККРЕЦИОННОГО ДИСКА НА ДИНАМИКУ АКТИВНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК

Б. Т. Шукиргалиев^{1,2}, Т. П. Панамарев^{1,2}, С. Г. Абдрахманов¹,
М. А. Макуков¹, Ч. Т. Омаров¹

¹Астрофизический институт им. В. Г. Фесенкова, Алматы Казахстан,

²Astronomisches Rechen-Institut, Universität Heidelberg, Heidelberg, Germany

Ключевые слова: Активные ядра галактик, звездная динамика, вычислительная астрофизика, аккреция, задача N тел.

Аннотация. Используя технологии параллельного вычисления, мы проводим исследование численной модели активных ядер галактик. Рассматриваемая модель, реализованная на основе кода phiGRAPE+GPU, состоит из трех подсистем – центральной сверхмассивной черной дыры, аккреционного газового диска, и компактного звездного кластера. Эволюция звездного кластера интегрируется прямым методом (N-body

simulations), а черная дыра и газовый диск заданы феноменологически – черная дыра задана в виде внешнего потенциала (неподвижного в пространстве, но изменяемого со временем вследствие роста массы черной дыры), а газовый диск задан в виде пространственного распределения плотности, не зависящего от времени. Кроме гравитационного взаимодействия с другими звездами, для каждой звезды рассчитывается также гравитационное воздействие со стороны черной дыры и диссипативное воздействие со стороны газового диска. Последнее приводит к потере энергии звездами в центральной части кластера и, при определенных условиях, к аккреции некоторых звезд на черную дыру. Особое внимание в данной работе уделено изучению влияния газового диска на эволюцию всей системы. В частности, сравнивая две модели аккреционного диска с отличающимися профилями, мы анализируем их влияние на процесс аккреции звезд, на их орбитальные параметры, и на глобальные динамические характеристики системы.

Феномен активных ядер галактик (АЯГ) остается одной из актуальнейших проблем в астрофизике [1-3]. Согласно доминирующей модели, этот феномен объясняется аккрецией вещества на сверхмассивную черную дыру в центрах галактик (по современным данным, сверхмассивные черные дыры массой от нескольких миллиардов до нескольких триллионов масс Солнца находятся в центрах большинства, если не всех, галактик, и являются, по всей видимости, неотъемлемой частью их эволюции [4]). В процессе аккреции потенциальная и кинетическая энергия вещества эффективно перерабатывается в энергию излучения, что и может объяснить стабильное и очень мощное излучение из весьма малой области, наблюдаемое в АЯГ. Так как момент импульса аккрецируемого вещества при этом сохраняется, то оно образует диск, и вся рассматриваемая система становится осесимметричной.

Вместе с тем, в центральных областях галактик вокруг центральной черной дыры практически всегда имеются сферически-симметричные компактные звездные кластеры [5]. В предыдущих работах мы исследовали, используя численное моделирование и простую феноменологическую модель газового диска, влияние этого звездного кластера на динамику и эволюцию активных ядер [6, 7]. В частности, было обнаружено, что диссипативное взаимодействие звезд кластера с газом может значительно увеличить темп аккреции, так как звезды передают часть энергии газу, их орбиты укладываются в аккреционный диск, и в итоге они также аккрецируются на центральную черную дыру [6]. Однако, чтобы оценить влияние аккреционного диска на орбитальные и фазовые характеристики звезд, необходимо исследовать более реалистичную модель диска. В этом и заключается цель данной работы.

Исследуемая модель АЯГ включает в себя три подсистемы: компактный звездный кластер (КЗК), аккреционный диск (АД), и центральная сверхмассивная черная дыра (СМЧД). Кластер моделируется прямым интегрированием взаимодействия отдельных звезд друг с другом (N-body simulations), а также с газовым диском и черной дырой. Газовый диск задается феноменологически, в виде заданного и низменного во времени распределения плотности, и имеет кеплеровское вращение. Черная дыра также задана феноменологически в виде ньютоновского потенциала. Если звезда попадает в область с радиусом менее R_{accr} (радиус аккреции), то она считается аккрецировавшей – ее масса добавляется к массе черной дыры, а сама звезда удаляется из системы. В качестве исходного кода для численного моделирования мы используем код phiGRAPE+GPU [8], который использует технологии параллельного вычисления (GPGPU и MPI). В этот код нами добавлен модуль, описывающий диссипативное взаимодействие звезд с газом. Эволюция системы начинается с состояния, задаваемого моделью Пламмера. Во всех запусках число звезд в системе составляет 32 тысячи. Более подробное описание численной модели может быть найдено в [6, 7].

Рассмотрим подробнее модель аккреционного диска. Возьмем за основу трехмерный, осесимметричный стационарный диск, который характеризуется дифференциальным вращением с локальной угловой скоростью. Радиальный профиль поверхностной плотности задан в виде

$$\Sigma(R) = \Sigma_d \left(\frac{R}{R_d} \right)^{-\alpha}, \quad (1)$$

где $\alpha = 3/4$, $R^2 = x^2 + y^2$, R_d - радиус диска и Σ_d - значение поверхностной плотности при $R = R_d$. Значение $\alpha = 3/4$ соответствует внешней границе диска по модели Новикова-Торна [9]. Масса диска равна

$$M_d = 2\pi \int_0^{R_d} \Sigma(R) R dR = \frac{2\pi}{2-\alpha} \Sigma_d R_d^2. \quad (2)$$

Для численного интегрирования уравнений движения сила, действующая на частицу должна быть гладкой и непрерывной функцией, поэтому необходимо ввести экспоненциальный множитель, который будет обеспечивать гладкое (но достаточно быстрое) уменьшение значения плотности диска при приближении к его границам [6]

$$\Sigma(R) = \Sigma_d \left(\frac{R}{R_d} \right)^{-\alpha} \exp \left[-\beta_s \left(\frac{R}{R_d} \right)^s \right]. \quad (3)$$

Для того чтобы полученное выражение соответствовало уравнению (2), выберем $\beta_s = \left[\Gamma \left(1 + \frac{2-\alpha}{s} \right) \right]$, где $\Gamma(x)$ - гамма-функция. Возьмем $s = 4$, тогда $\beta_s = 0.70$ для $\alpha = 3/4$. В этом случае поверхностная плотность при $R = R_d$ равна $\Sigma(R_d) = 0.49 \Sigma_d$ [6].

Для численного моделирования описанной модели выберем изотермический профиль плотности, заданный следующим выражением:

$$\rho_g(R, z) = \frac{\Sigma(R)}{\sqrt{2\pi} h_z} \exp \left(-\frac{z^2}{2h_z^2} \right). \quad (4)$$

В наших предыдущих работах [6, 7] мы использовали модель аккреционного диска с постоянной полутолщиной:

$$h_z = h R_d. \quad (5)$$

Если зависимость (5) подставить в выражение (4), то получим выражение для плотности диска с постоянной высотой:

$$\rho(R, z) = \frac{2-\alpha}{2\pi\sqrt{2\pi}} \frac{M_d}{h R_d^3} \left(\frac{R}{R_d} \right)^{-\alpha} \exp \left[-\beta_s \left(\frac{R}{R_d} \right)^s \right] \exp \left(-\frac{z^2}{2h^2 R_d^2} \right). \quad (6)$$

В этой работе мы рассмотрим новую модель, которая представляет из себя модификацию первой модели с введением линейного возрастания функции полутолщины диска на внутреннем участке. Эта модификация основана на физических свойствах внутреннего аккреционного диска, которые описываются приближением Шакуры-Сюняева [10].

$$h_z = h R_d \left(\frac{R}{R_{crit}} \right). \quad (7)$$

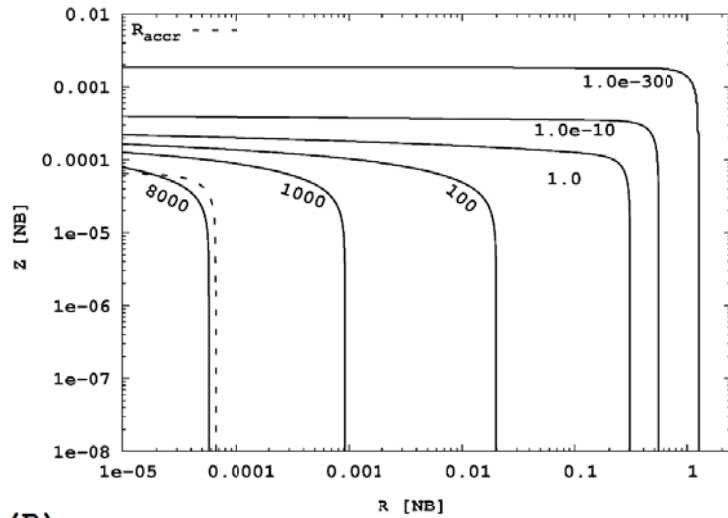
Точку перехода от линейной полутолщины к постоянной можно определить, приравняв выражения для скорости звука в случае самогравитации диска, $c_s^2 = 4\pi G h_z \Sigma$, и в случае ее отсутствия $c_s^2 = 2h_z^2 G M_{bh} R^{-3}$. Тогда получим, что $R_{crit} = 0.0257314$ в безразмерной системе единиц N-body [11], которую мы используем везде в дальнейшем.

Свойства аккреционного диска зафиксированы приведенной массой μ_d с аналитическим распределением плотности согласно уравнению (6) со значениями параметров $\alpha = 3/4$ и $s = 4$ и $h = 10^{-3}$. Подразумевается кеплеровское вращение диска в потенциале СМЧД, пренебрегая гравитационным воздействием диска и градиентами давления внутри диска [6]. На рисунке 1 приведено сравнение профилей плотности старой и новой моделей диска.

Результаты

Чтобы убедиться, что новая модель диска не меняет глобальную динамику системы и, таким образом, не противоречит полученным нами ранее результатам, мы сравнили темп роста черной дыры за счет аккреции звезд (рисунок 2). Как видно, эволюция массы черной дыры в течение двух

(А)



(В)

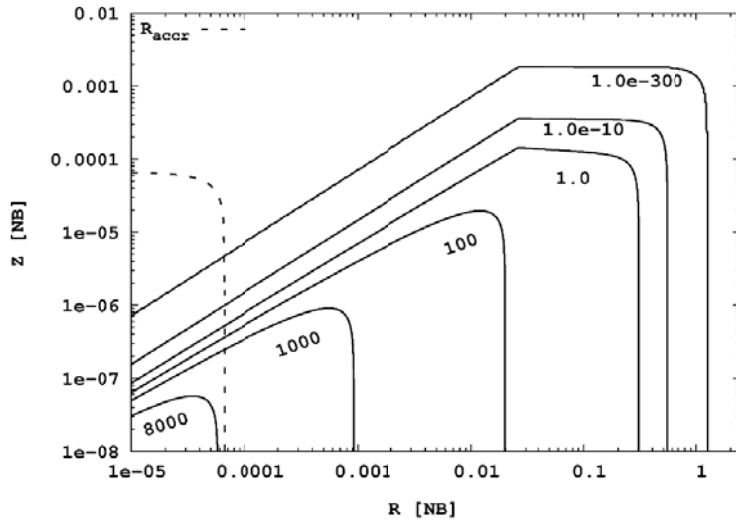


Рисунок 1 –
 Профиль плотности аккреционного диска. (А).
 Модель с постоянной толщиной, использовавшаяся в предыдущих работах. (В).
 Усовершенствованная модель с переменной толщиной.
 На обоих графиках по горизонтальной оси обозначен радиус (расстояние от центра в плоскости XY, т.е. в плоскости диска), по вертикальной оси – расстояние по оси Z, в безразмерной N-body системе единиц. На графиках показаны контуры постоянной плотности, а также значение плотности на этих контурах (также в системе N-body). Пунктирной линией обозначен радиус аккреции

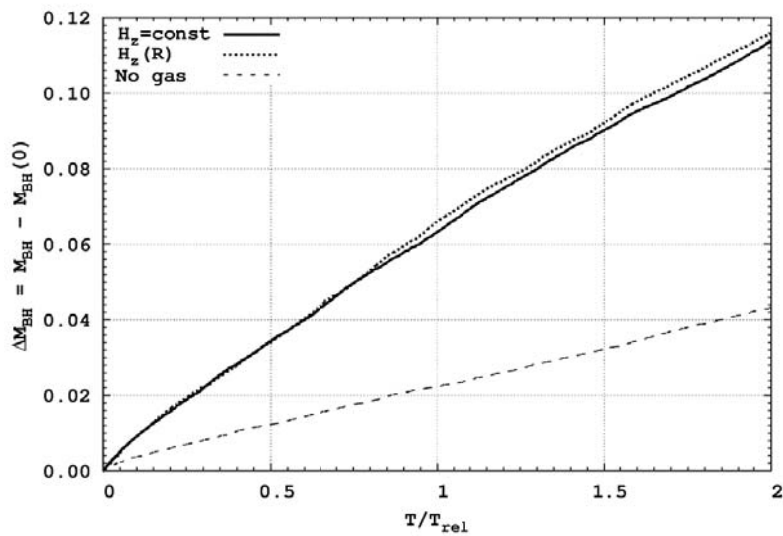


Рисунок 2 – Прирост массы черной дыры как функция времени для трех модельных запусков – со старой моделью диска (сплошная линия), с новой моделью (точечная линия), и контрольный запуск без газового диска (пунктир). Масса указана в безразмерной системе N-body единиц, время указано в единицах времени релаксации системы

времен релаксации идентична для обеих моделей диска. На том же графике показан контрольный запуск без газового диска. В этом случае рост массы черной дыры обусловлен лишь захватом тех звезд, которые оказались вблизи СМЧД в результате случайного пролета.

Далее, мы исследовали влияние аккреционного диска на динамические характеристики звездного кластера, в частности – на его суммарный угловой момент (рисунок 3). Как видно из рисунка, в запусках с газом звезды в центральной части кластера закручиваются диском в сторону его вращения, и центральная симметрия в этой области кластера нарушается – она становится также осесимметричной. При этом средний эффект старой и новой модели диска одинаков. Как видно, в целом влияние этих двух моделей диска на глобальные динамические характеристики системы практически неотличимо.

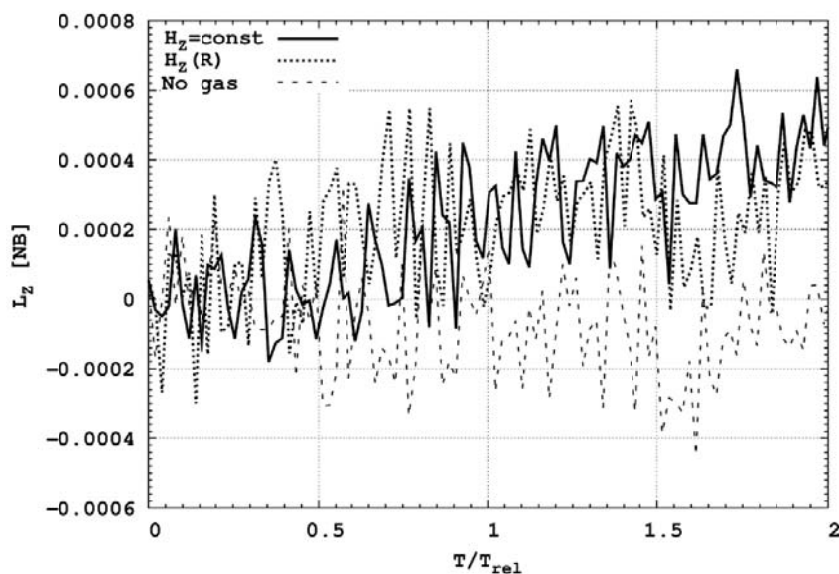


Рисунок 3 – Суммарная Z-компонента момента импульса центральной части звездного кластера внутри радиуса влияния черной дыры. Сплошная линия – запуск с первой моделью, точечная линия – с новой моделью, пунктир – запуск без газа

Отличие между этими моделями проявляется при анализе процесса аккреции звезд. Так, на рисунке 4 показаны орбитальные характеристики звезд в момент их аккреции (в течение всей модельной эволюции), а именно эксцентриситет и косинус угла наклона орбиты к плоскости аккреционного диска. Звезды, аккрецирующиеся при $e \approx 1$, то есть на орбитах, близких к гиперболическим, попадают в область захвата черной дыры в результате случайных пролетов (см. пунктирная линия на рисунке 2). Здесь нас интересуют звезды, которые аккрецируются благодаря воздействию газового диска, то есть звезды с малыми значениями эксцентриситета. В случае первой модели, звезды, которые аккрецируются при вращении в противоположную относительно диска сторону ($\cos(i) < 0$), могут обладать любыми значениями угла наклона и любыми значениями эксцентриситета (хотя у большинства звезд в момент аккреции орбита близка к круговой, $e \approx 0$). Звезды же, которые аккрецируются при вращении в одну с диском сторону, образуют на диаграмме тесную группу с почти круговыми орбитами, лежащими практически в плоскости диска. Напротив, в новой модели диска и со- и против-вращающиеся звезды аккрецируются при любых углах наклона орбиты.

На рисунке 5 показан момент импульса, переданный аккрецированными звездами черной дыре. Здесь также наблюдается существенное отличие двух моделей диска: в новой модели момент импульса передается черной дыре в большем количестве.

Эти результаты объясняются отличиями в структуре дисков в непосредственной близости от черной дыры. При использовании новой модели диска около 70% всех захваченных СМЧД звезд в момент захвата были очень близки к круговой орбите и находились в плоскости диска. И хотя обе модели диска инициируют одинаковый темп роста центральной СМЧД (рисунок 2), газовый диск с

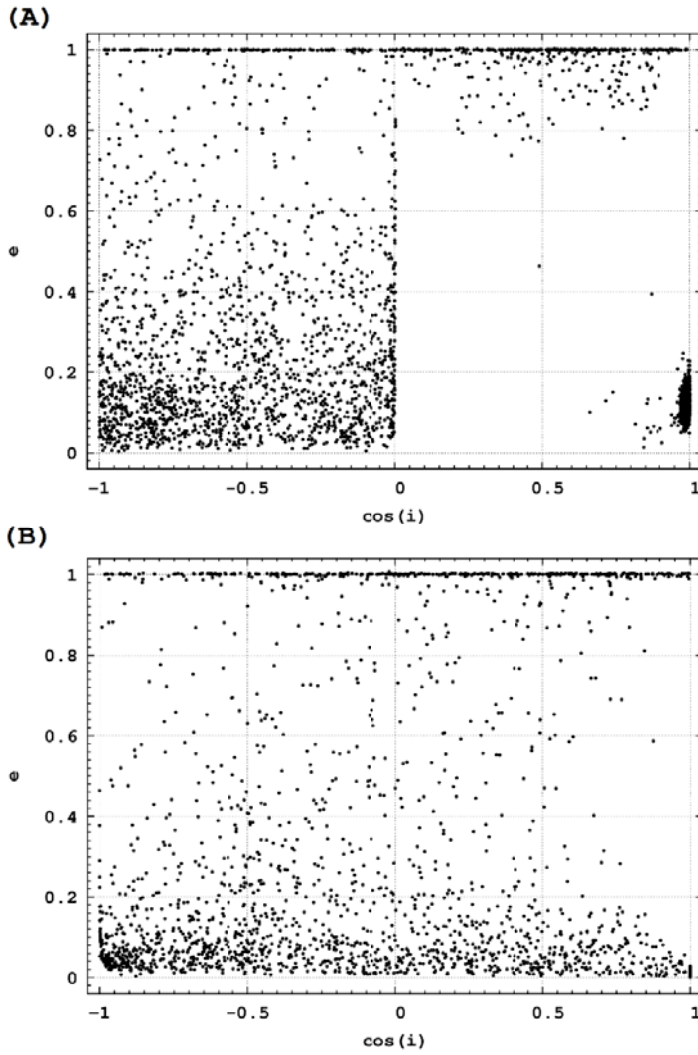


Рисунок 4 –
 Орбитальные параметры звезд
 в момент их аккреции.
 По вертикальной оси – эксцентриситет,
 по горизонтальной – косинус угла
 наклона орбиты к плоскости диска.
 (А). Данные из запуска
 с первой моделью диска.
 (В). Данные из запуска
 со второй моделью диска

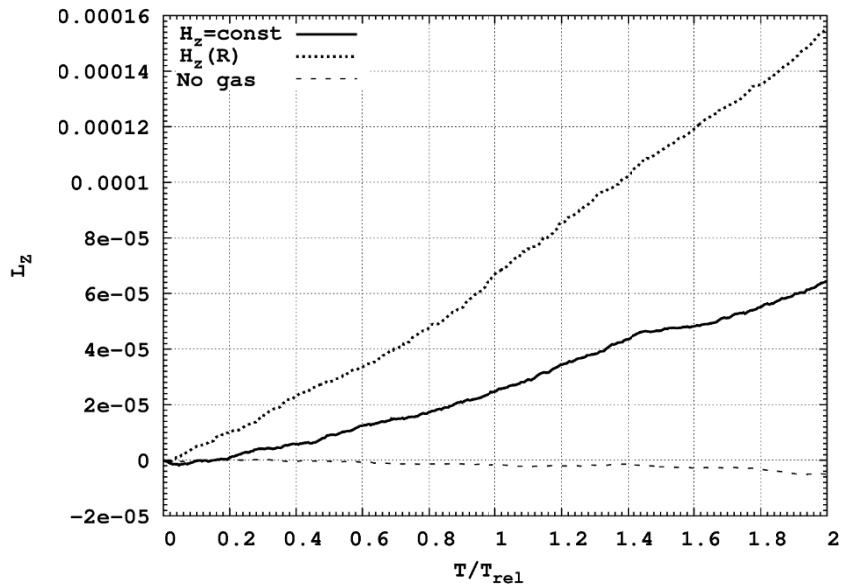


Рисунок 5 – Z-компонента момента импульса, переданная аккрецированными звездами черной дыре,
 как функция времени. Обозначения те же, что и на предыдущих графиках

постоянной толщиной захватывает больше противовращающихся звезд, в отличие от диска с переменной толщиной. В прежней модели диска при уменьшении радиуса аккреций плотность газа возрастает, а его толщина остается прежней, при этом диск вращается вокруг центра по кеплеровскому закону. Это приводит к торможению многих звезд с обратным вращением в центральной части диска, включая звезды в почти перпендикулярной к диску плоскости. В случае усовершенствованной модели диска сверхплотный газ находится практически лишь в плоскости экватора около центральной черной дыры, что позволяет многим звездам в центральной части успеть проэволюционировать в сторону вращения диска. Звезды, которые проэволюционировали в положительную сторону вращения по отношению к направлению диска смогли увеличить вклад положительной Z-компоненты вращательного момента в центральное тело.

Таким образом, мы убеждаемся, что полученная феноменологическая модель газового аккреционного диска является физически адекватной, и исследованный профиль плотности может использоваться в будущем также и при моделировании газового диска напрямую методами гидродинамики. В будущем мы планируем усовершенствовать численную модель АЯГ с тем, чтобы учесть дополнительные процессы (столкновения звезд в центральной части, химическая эволюция звезд, учет кратных систем и т.п.) и проводить моделирования один к одному, т.е. с числом звезд, равным таковому в реальных кластерах (порядка миллиона звезд).

Работа выполнена в рамках Программы Целевого Финансирования, код программы – 0073/ПЦФ-14.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Beckmann, V., Shrader, C. Active galactic nuclei. John Wiley & Sons. – 2013. – 374 p.
- [2] Krawczynski H., Treister E. Active galactic nuclei – the physics of individual sources and the cosmic history of formation and evolution // *Front. Phys.* – 2013. – Vol. 8. – P. 609–629.
- [3] Wu X.-B., Wang F., Fan X., Yi W., Zuo W., Bian F., Jiang L., McGreer I.D., Wang R., Yang J., Yang Q., Thompson D., Beletsky Y. An ultraluminous quasar with a twelve-billion-solar-mass black hole at redshift 6.30 // *Nature*. – 2015. – Vol. 518. – P. 512–515.
- [4] Kormendy J., Ho L.C. Coevolution (or not) of supermassive black holes and host galaxies // *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* – 2013. – Vol. 51. – № 1. – P. 511–653.
- [5] Seth, A., Agüeros, M., Lee, D., Basu-Zych, A. The coincidence of nuclear star clusters and active galactic nuclei // *The Astrophysical Journal* – 2008. – Vol. 678. – P. 116–130.
- [6] Just, A., Yurin, D., Makukov, M., Berczik, P., Omarov, Ch., Spurzem, R., Vilkoviskij, E.Y. Enhanced accretion rates of stars on supermassive black holes by star-disk interactions in galactic nuclei // *The Astrophysical Journal*. – 2012. – Vol. 758. – P. 51.
- [7] Vilkoviskij E., Makukov M., Omarov Ch., Panamarev T., Spurzem R., Berczik P., Just A. Numerical simulations of AGN evolution // *Astronomical and Astrophysical Transactions*. – 2013. – Vol. 28. – P. 151–160.
- [8] Harfst, S., Gualandris, A., Merritt, D., Spurzem, R., Zwart, S. P., Berczik, P. Performance analysis of direct N-body algorithms on special-purpose supercomputers // *New Astronomy*. – 2007. – Vol. 12. – P. 357–377.
- [9] Novikov I. D., Thorne K. S. Astrophysics of black holes // In: *Black holes*. – 1973 – P. 343–450.
- [10] Shakura N.I., Sunyaev R.A. Black holes in binary systems. Observational appearance // *Astronomy and Astrophysics*. – 1973. – Vol. 24. – P. 337–347.
- [11] Aarseth, S. J. Gravitational N-Body Simulations: Tools and Algorithms // Cambridge University Press. – 2003. – 431 p.

REFERENCES

- [1] Beckmann, V., Shrader, C. Active galactic nuclei. John Wiley & Sons, **2013**. P. 374.
- [2] Krawczynski H., Treister E. Active galactic nuclei – the physics of individual sources and the cosmic history of formation and evolution. *Front. Phys.*, **2013**, 8, 609–629.
- [3] Wu X.-B., Wang F., Fan X., Yi W., Zuo W., Bian F., Jiang L., McGreer I.D., Wang R., Yang J., Yang Q., Thompson D., Beletsky Y. An ultraluminous quasar with a twelve-billion-solar-mass black hole at redshift 6.30. *Nature*, **2015**, 518, 512–515.
- [4] Kormendy J., Ho L.C. Coevolution (or not) of supermassive black holes and host galaxies. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **2013**, 51, 511–653.
- [5] Seth, A., Agüeros, M., Lee, D., Basu-Zych, A. The coincidence of nuclear star clusters and active galactic nuclei. *The Astrophysical Journal*, **2008**, 678, 116–130.
- [6] Just, A., Yurin, D., Makukov, M., Berczik, P., Omarov, Ch., Spurzem, R., Vilkoviskij, E.Y. Enhanced accretion rates of stars on supermassive black holes by star-disk interactions in galactic nuclei. *The Astrophysical Journal*, **2012**, 758, 51.
- [7] Vilkoviskij E., Makukov M., Omarov Ch., Panamarev T., Spurzem R., Berczik P., Just A. Numerical simulations of AGN evolution. *Astronomical and Astrophysical Transactions*, **2013**, 28, 151–160.
- [8] Harfst, S., Gualandris, A., Merritt, D., Spurzem, R., Zwart, S. P., Berczik, P. Performance analysis of direct N-body algorithms on special-purpose supercomputers. *New Astronomy*, **2007**, 12, 357–377.
- [9] Novikov I. D., Thorne K. S. Astrophysics of black holes. In: *Black holes*, **1973**, 343–450.

[10] Shakura N.I., Sunyaev R.A. Black holes in binary systems. Observational appearance. *Astronomy and Astrophysics*, 1973, 24, 337-347.

[11] Aarseth, S. J. Gravitational N-Body Simulations: Tools and Algorithms. Cambridge University Press, 2003, P. 431.

АККРЕЦИЯЛЫҚ ДИСК ІШІНІНІҢ БЕЛСЕНДІ ЯДРОЛЫ ГАЛАКТИКАЛАРДЫҢ ДИНАМИКАСЫНА ӘСЕРІ

Б. Т. Шүкірғалиев^{1,2}, Т. П. Панамарев^{1,2}, С. Г. Абдрахманов¹,
М. А. Мақуков¹, Ч. Т. Омаров¹

¹В. Г. Фесенков атындағы астрофизикалық институт, Алматы, Қазақстан,
²Astronomisches Rechen-Institut, Universität Heidelberg, Heidelberg, Germany

Тірек сөздер: Ғаламның белсенді ядролары, жұлдыз динамикасы, есептеуіш астрофизика, аккреция, N-дене есебі.

Аннотация. Параллельді есептеу технологияларын пайдалана отырып, біз ғаламның белсенді ядроларының сандық үлгілерінің зерттеулерін жүргіземіз. phiGRAPE+GPU кодының негізінде іске асырылған қарастырылып отырған үлгі үш құраушыдан құралған – орталық аса үлкен массалы қара құрдымнан, аккрециялық газ дискісі және ықшам жұлдыздық кластерден. Жұлдыздық кластер эволюциясы тікелей әдіспен (N-body simulations) интегралданады, ал қара құрдым мен газды диск феноменологиялық түрде берілген – қара құрдым сыртқы (кеңістікте қозғалмайтын, алайда қара құрдым массасының өсуі салдарынан өзгеретін) потенциал түрінде, ал газды диск уақыт бойынша өзгермейтін газ тығыздығының кеңістікте таралуымен берілген. Әр жұлдыз үшін басқа жұлдыздармен өзара гравитациялық әсерлесуімен қоса қара құрдымның гравитациялық әсері және газды дисктің диссипативті әсері есептеледі. Соңғысы кластердің орталық аймағындағы жұлдыздардың энергиясын жоғалтуына және белгілі шарттар ішінде кейбірінің аккрециялануына алып келеді. Бұл жұмыста газды дисктің тұтас жүйенің эволюциясына тигізетін әсерін зерттеуге ерекше көңіл бөлінген. Сондай-ақ, профильдерімен ерекшеленетін екі аккрециялық диск үлгілерін салыстыра отырып, олардың жұлдыздар аккрециясына, жұлдыздардың орбиталдық параметрлеріне және жалпы жүйенің динамикалық сипаттарына жасаған әсерлеріне талдау жасалған.

Поступила 15.15.2015 г.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 5, Number 303 (2015), 12 – 22

FORBIDDEN EMISSION LINES IN THE SPECTRA OF SEYFERT GALAXIES

V. Gaisina, E. Denissyuk, R. Valiullin

Fessenkov Astrophysical Institute, Almaty, Kazakhstan.

E-mail: gaisina52@mail.ru

Key words: AGN, seyfert galaxies, spectral variability, forbidden emission lines, emission fluxes; individual objects: NGC 5548, NGC 4051, 3C120, Mrk6.

Abstract. Results of the long-term spectral observations of the seyfert galactic nucleus, carried out in Fessenkov Astrophysical Institute, are submitted. The goal of the work is to research the variability of some forbidden emission lines. It is known, that [OIII], 4959, 5007 Å emissions are formed in extended areas of a galaxy, and the fluxes of radiation in these lines are not subjects to fast changes. For this reason the given lines are frequently used as standards for research of variability of hydrogen lines. The analysis of our observational data has shown, that

changes of radiation in [OIII], 4959, 5007 Å lines take place. Deviations from the average values equal to ~15 % (NGC 4151) and ~10 % (3C120). The minimal deviations are received for the galaxy NGC1068 (~5 % within 6 years). Fast fluctuations of fluxes (~15 % within 2 months) are found out in spectra of galaxies NGC 5548 and NGC 4051. Thus, instability of the forbidden lines radiation is proved. Nevertheless, is quite allowable to use the forbidden lines as secondary standards for decision of the problems on short intervals, because variability of the hydrogen line fluxes may be as high as hundreds of percents.

УДК 524.7

ЗАПРЕЩЕННЫЕ ЭМИССИОННЫЕ ЛИНИИ В СПЕКТРАХ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

В. Гайсина, Э. Денисюк, Р. Валиуллин

ДТОО «Астрофизический институт им. В. Г. Фесенкова», Алматы, Казахстан

Ключевые слова: АЯГ, сейфертовские галактики (СГ), спектральная переменность, запрещенные эмиссионные линии, эмиссионные потоки; индивидуальные объекты: NGC 5548, NGC 4051, 3C120, Mrk6.

Аннотация. Представлены результаты многолетних спектральных наблюдений ядер сейфертовских галактик, выполненных в Астрофизическом Институте им. В.Г. Фесенкова. Цель работы – исследование переменности некоторых запрещенных эмиссионных линий. Известно, что эмиссии [OIII], 4959, 5007 Å формируются в протяженных областях галактики, и поток излучения в этих линиях не подвержены быстрым изменениям. Именно поэтому данные линии часто используются в качестве стандартов при исследовании переменности потоков в водородных линиях. Анализ наших наблюдательных данных показал, что изменения потоков излучения в линиях [OIII], 4959, 5007 Å имеют место. Отклонения от средних значений составляют ~15% (NGC 4151) и ~10% (3C120). Минимальные отклонения получены для галактики NGC1068 ~5% в течение 6 лет. Быстрые колебания потоков (~15% в течение 2-х месяцев) обнаружены в спектрах галактик NGC 5548 и NGC 4051. Таким образом, нестационарность излучения запрещенных эмиссионных линий подтверждается. Тем не менее, для задач, решаемых на коротких интервалах времени, использование запрещенных линий в качестве вторичных стандартов вполне допустимо, так как переменность потоков излучения водородных линиях составляет сотни процентов.

Введение. Одной из самых актуальных задач внегалактической астрофизики в настоящее время является исследование свойств материи в окологерновых областях активных галактик. В АФИФ имеется большой объем спектрограмм сейфертовских галактик, накопленный на протяжении почти 40 лет.

Систематическое исследование этих галактик начал в 1943 г. К. Сейферт. Он обнаружил в спектрах галактик очень широкие эмиссионные линии водорода, гелия, ионизованного железа. Обычно в галактиках эмиссионные линии принадлежат газу, ионизованному излучением горячих звезд спектральных классов О и В (зоны ионизованного водорода), а также самим звездам О, В. При этом ширина линий в таких зонах соответствует скорости до 200 км/с. Линии, которые обнаружил Сейферт, имели ширину, соответствующую нескольким тысячам км/с. В этих галактик наблюдаются и запрещенные линии, для которых вероятность соответствующих скоростям до 500 км/с. Наблюдаются запрещенные линии ионов серы, азота, кислорода, неона и железа. Абсолютные потоки излучения в запрещенных линиях довольно часто используются в качестве стандарта при исследовании спектральной переменности разрешенных эмиссионных линий.

НАБЛЮДЕНИЯ

Все наблюдения выполнены в Астрофизическом институте им. В.Г. Фесенкова (г. Алматы, Казахстан) на телескопе АЗТ-8 с диаметром главного зеркала 700 мм и фокусным расстоянием 11.2 м. При наблюдении использовался дифракционный спектрограф оригинальной конструкции. До 2000 г. основным приемником излучения на выходе спектрографа был трехкаскадный ЭОП

типа УМ-92, а регистрация проводилась на фотопленку типа А-600 или аналогичную, близкую по характеристикам.

Начиная с 2000 г., в качестве приемника излучения применяется CCD-матрица типа ST-7, а с конца 2002 г. – ST-8 (1530x1020, 9 μ). В зависимости от используемой дифракционной решетки и объектива камеры, спектральное разрешение меняется в пределах 0.75–5.0 \AA . Ширина входной щели составляет 4"–10". Как правило, для повышения точности результатов спектр исследуемой галактики экспонировался от 2 до 6 раз подряд с экспозициями от 5 до 30 мин в зависимости от дисперсии и яркости ядра галактики.

РЕЗУЛЬТАТЫ

В 2006 году, когда одновременно с галактикой мы стали получать спектры стандартных звезд с известным распределением энергии [1], появилась возможность измерять абсолютный поток излучения в эмиссионных линиях. Мы обратили внимание на необычный результат – переменность потока яркой эмиссионной линии [OIII] $\lambda 5007.86 \text{\AA}$ в спектрах некоторых галактик Сейферта. Дело в том, что эмиссии [OIII] формируются в гигантских по размерам, протяженных областях сейфертовских галактик, и поток излучения в этих линиях не подвержен быстрым изменениям. Именно поэтому линии [OIII] $\lambda 4959 \text{\AA}$, $\lambda 5007 \text{\AA}$ часто используются в качестве стандартов для выявления переменности потоков в водородных линиях. В таблице 1 приводятся результаты абсолютной калибровки линии [OIII] $\lambda 5007 \text{\AA}$ для двух галактик: NGC 5548 и NGC 4051. Все спектрограммы галактик в этом спектральном диапазоне получены со щелью шириной 10" и суммировались в интервале, соответствующем 10" поперек дисперсии. Спектрограммы стандартных звезд регистрировались в бесщелевом варианте с вычитанием спектра неба. Часто наблюдалось по две звезды с интервалом несколько часов. После учета атмосферного поглощения калибровки по разным звездам отличались не более чем на 2%.

Таблица 1 – Абсолютные потоки излучения в эмиссионной линии [OIII] $\lambda 5007 \text{\AA}$ для галактик NGC 5548 и NGC 4051

	Date	Standard stars HD	T obs. для standard stars	F abs. [OIII] $\lambda 5007 \text{\AA}$ 10^{-13} ergs/cm ² /sec
NGC 5548	20.04.2007	95418	23h13m	4.60 \pm 0.37
		139006	4h44m	
	26.04.2007	120315	1h43m	4.52 \pm 0.18
		139006	4h10m	
	9.05.2007	139006		3.75 \pm 0.17
		28.05.2007	139006	
		155763	3h58m	3.58 \pm 0.16
NGC4051	18.04.2007	95418		3.09
		20.04.2007	95418	
		139006		
	29.05.2007	120315		4.84
		147394		4.02 \pm 0.16

В столбцах таблицы содержатся следующие данные: 1 – название СГ, 2 – дата наблюдений, 3 – номер стандартной звезды по каталогу HD, 4 – время наблюдения стандартной звезды, 5 – абсолютный поток в линии [OIII] $\lambda 5007 \text{\AA}$ в спектре галактики.

Из таблицы 1 видно, что есть серьезные основания считать линию [OIII] $\lambda 5007 \text{\AA}$ нестационарной. Это можно видеть и на рисунке 1.

Этот результат позволяет утверждать, что возможна переменность запрещенных линий [OI] $\lambda 6300 \text{\AA}$, [OIII] $\lambda 4959 \text{\AA}$, $\lambda 5007 \text{\AA}$, [SII] $\lambda 6717$ – 6731\AA , которые часто используются как стандарты при исследовании переменности разрешенных эмиссий H_{β} и H_{α} .

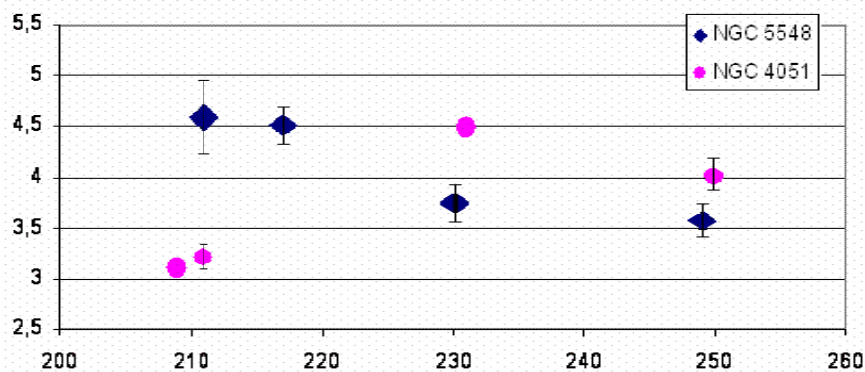


Рисунок 1 – Изменение абсолютного потока излучения в линии [OIII] $\lambda 5007\text{\AA}$ в спектрах двух сейфертовских галактик. Шкала Y выражена в единицах $10^{-13} \text{ ergs}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$

Сейфертовские галактики по виду спектра можно четко разделить на два типа: объекты с широкими разрешенными линиями и узкими запрещенными (Sy 1) и объекты, в спектрах которых разрешенные линии имеют примерно такую же ширину, как и запрещенные, то есть отсутствуют широкие крылья разрешенных линий (Sy 2). Имеются в виду именно широкие крылья линий, все разрешенные линии оказались двухкомпонентными, т.е. помимо широкой, есть и узкая компонента, подобная запрещенным линиям. Поскольку ширина линии отражает скорости движения газа, в котором эти линии возникают, ясно, что должны существовать две совершенно разные области формирования эмиссионных линий. Эти области назвали соответственно BLR (Broad Line Region – область широких линий) и NLR (Narrow Line Region – область узких линий) [2].

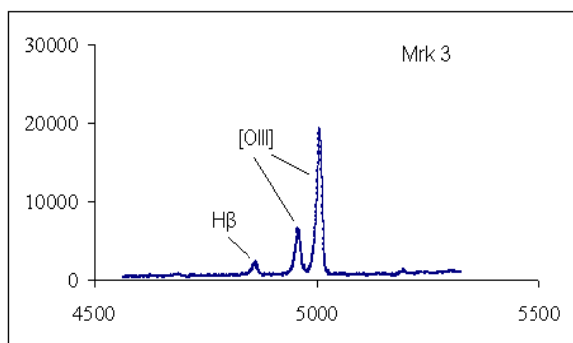


Рисунок 2 – Спектрограмма галактики типа Sy 2 в области бальмеровской линии H β полученная в АФИФ 12.01.2006 г.

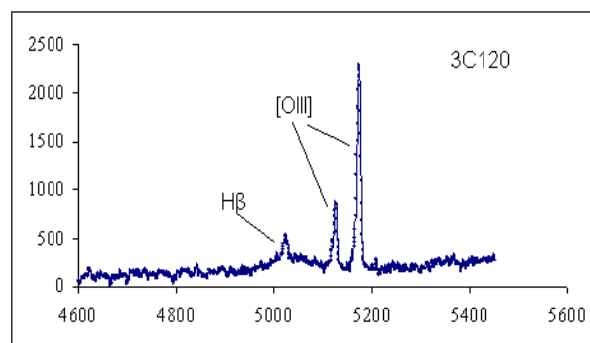


Рисунок 3 – Спектрограмма галактики типа Sy 1 в области бальмеровской линии H β полученная в АФИФ 18.12.2009 г.

Для проверки стационарности абсолютных потоков в запрещенных линиях [OI] $\lambda 6300\text{\AA}$, [OIII] $\lambda 4959\text{\AA}$, $\lambda 5007\text{\AA}$, [SII] $\lambda 6717\text{-}6731\text{\AA}$ мы взяли галактики типа Sy 1 (NGC 4151, 3C120, NGC 7469, Mrk 6) и Sy 2 (Mrk 3 и NGC 1068). Галактики типа Sy2 имеют более гладкий профиль линий. Поэтому измерять их абсолютный поток проще и точнее. Тем более, при незначительной переменности разрешенных линий континуум у Sy 2 меняется значительно, и вторичные стандарты понадобятся для исследования переменности оптического континуума [3]. Более интересные результаты можно ожидать при анализе переменности галактик типа Sy 1.

В таблицах 2–4 приводятся данные об абсолютных потоках в запрещенных эмиссионных линиях сейфертовских галактик: NGC 4151, 3C120 и Mrk 6. Абсолютные потоки в эмиссионных линиях [OIII] $\lambda 4959\text{\AA}$ и [OIII] $\lambda 5007\text{\AA}$ вычислялись с использованием спектров стандартных звезд, полученных одновременно со спектрограммами галактик. Для каждой галактики выбиралась стандартная звезда на близком с галактикой зенитном расстоянии. Использовались звезды: для галактики NGC 4151 – HD 120315, для галактики 3C120 – HD 58715, HD 21364, HD 35468, для галактики Mrk 6 – HD 31996, HD 33856, HD62898.

Таблица 2 – Абсолютные потоки излучения в эмиссионных линиях [OIII] $\lambda 4959\text{\AA}$ и [OIII] $\lambda 5007\text{\AA}$ для СГ NGC 4151

Дата	JD	$F_{[\text{OIII}] \lambda 4959\text{\AA}}$ ($10^{-11} \text{ergs}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$)	$F_{[\text{OIII}] \lambda 5007\text{\AA}}$ ($10^{-11} \text{ergs}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$)
27.01.2007	14127	0.374	1.238
26.04.2007	14216	0.438	1.35
01.04.2008	14557	0.342	1.055
29.05.2008	14615	0.441	1.329
25.01.2009	14856	0.431	1.383
27.05.2009	14978	0.411	1.318
04.04.2011	15655	0.381	1.268
21.04.2011	15672	0.386	1.235
19.04.2012	16036	0.350	1.104

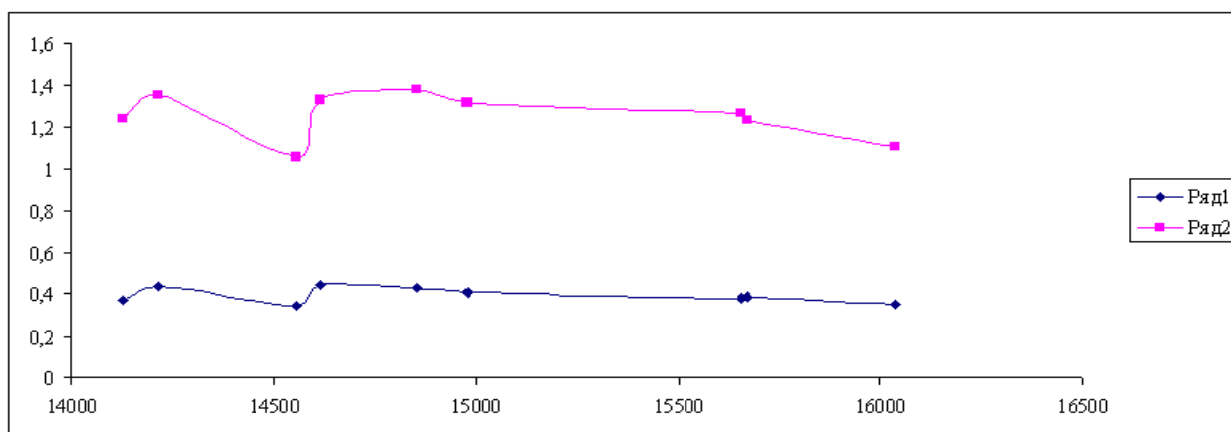


Рисунок 4 – Абсолютные потоки излучения в линиях [OIII] $\lambda 4959\text{\AA}$ - ряд 1 и [OIII] $\lambda 5007\text{\AA}$ - ряд 2 в спектре галактики NGC 4151 в единицах $10^{-11} \text{ergs}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$

По оси X – юлианская дата – 2 440 000, по оси Y – абсолютный поток в линиях [OIII] $\lambda 4959\text{\AA}$ и [OIII] $\lambda 5007\text{\AA}$

Таблица 3 – Абсолютные потоки в эмиссионных линиях [OIII] $\lambda 4959\text{\AA}$ и [OIII] $\lambda 5007\text{\AA}$ для СГ 3C120

Дата	JD	$F_{[\text{OIII}] \lambda 4959\text{\AA}}$ ($10^{-11} \text{ergs}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$)	$F_{[\text{OIII}] \lambda 5007\text{\AA}}$ ($10^{-11} \text{ergs}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$)
23.09.2006	14001	2.014	6.299
27.12.2006	14096	2.032	6.016
14.01.2007	14114	2.11	5.682
14.10.2007	14387	1.94	6.237
04.11.2007	14408	2.357	7.428

Дата – дата наблюдений, JD – юлианская дата – 2 440 000, $F_{[\text{OIII}] \lambda 4959\text{\AA}}$, $F_{[\text{OIII}] \lambda 5007\text{\AA}}$ – абсолютный поток излучения в линиях.

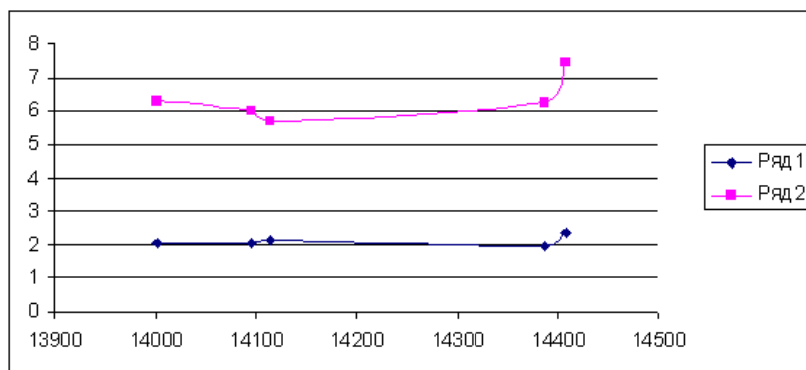


Рисунок 5 – Абсолютные потоки излучения в линиях [OIII] $\lambda 4959\text{\AA}$ – ряд 1 и [OIII] $\lambda 5007\text{\AA}$ – ряд 2 в спектре галактики 3C120 в единицах $10^{-13}\text{ergs}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$.

По оси X – юлианская дата – 2 440 000, по оси Y – абсолютный поток излучения в линиях [OIII] $\lambda 4959\text{\AA}$ и [OIII] $\lambda 5007\text{\AA}$

Таблица 4 – Абсолютные потоки излучения в эмиссионных линиях [OIII] $\lambda 4959\text{\AA}$ и [OIII] $\lambda 5007\text{\AA}$ для галактики Mrk 6.

Дата	JD	$F_{[\text{OIII}]\lambda 4959\text{\AA}}$ ($10^{-11}\text{ergs}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$)	$F_{[\text{OIII}]\lambda 5007\text{\AA}}$ ($10^{-11}\text{ergs}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$)
27.01.2007	14127	2.481	7.906
28.01.2007	14128	2.456	7.881
18.12.2009	15183	2.435	7.778

Дата – дата наблюдений, JD – юлианская дата – 2 440 000, $F_{[\text{OIII}]\lambda 4959\text{\AA}}$, $F_{[\text{OIII}]\lambda 5007\text{\AA}}$ – абсолютный поток излучения в линиях.

В таблицах 5–6 приводятся данные об абсолютных потоках в запрещенных эмиссионных линиях сейфертовских галактик NGC 1068 и Mrk 3. Использовались стандартные звезды: для галактики NGC 1068 – HD 7318, HD 30959, HD 27820, для галактики Mrk 3 – HD 55966.

Таблица 5 – Абсолютные потоки излучения в эмиссионных линиях [OIII] $\lambda 4959\text{\AA}$ и [OIII] $\lambda 5007\text{\AA}$ в спектре галактики NGC 1068

Дата	JD	$F_{[\text{OIII}]\lambda 4959\text{\AA}}$ ($10^{-11}\text{ergs}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$)	$F_{[\text{OIII}]\lambda 5007\text{\AA}}$ ($10^{-11}\text{ergs}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$)
28.10.2005	13671	0.95	2.84
13.10.2007	14386	0.89	2.67
04.11.2007	14408	0.88	2.72
25.09.2008	14734	0.90	2.59
21.10.2011	15855	0.95	2.79

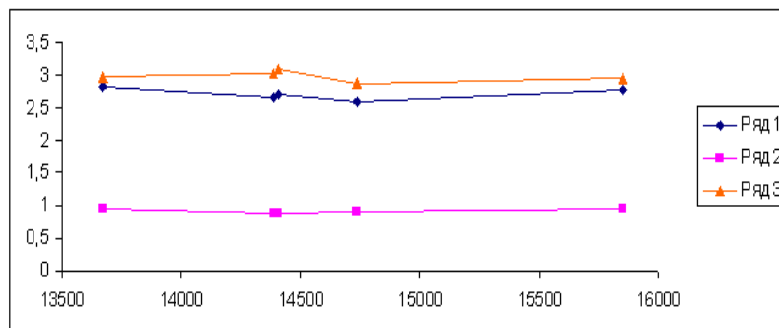


Рисунок 6 – Абсолютные потоки излучения в линиях [OIII] $\lambda 4959\text{\AA}$ – ряд 2, [OIII] $\lambda 5007\text{\AA}$ – ряд 1 в единицах $10^{-11}\text{ergs}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$ и отношение абсолютных потоков в эмиссионных линиях [OIII] $\lambda 5007\text{\AA}$ и [OIII] $\lambda 4959\text{\AA}$ – ряд 3 для галактики NGC 1068

По оси X – юлианская дата – 2 440 000, по оси Y – абсолютный поток в линиях [OIII] $\lambda 4959\text{\AA}$ и [OIII] $\lambda 5007\text{\AA}$

Таблица 6 – Абсолютные потоки излучения в эмиссионных линиях [OIII] $\lambda 4959\text{\AA}$ и [OIII] $\lambda 5007\text{\AA}$ спектра галактики Mrk 3

Дата	JD	$F_{[\text{OIII}] \lambda 4959\text{\AA}}$ ($10^{-11} \text{ergs}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$)	$F_{[\text{OIII}] \lambda 5007\text{\AA}}$ ($10^{-11} \text{ergs}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$)
11.09.2005	13624	9.29	28.7
12.01.2006	13747	7.99	25.9
17.03.2009	14907	9.01	27.4

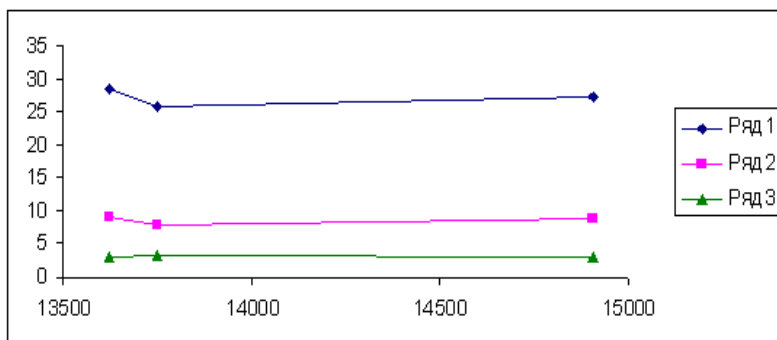


Рисунок 7 – Абсолютные потоки излучения в линиях [OIII] $\lambda 4959\text{\AA}$, $\lambda 5007\text{\AA}$ – ряд 1 в единицах $10^{-13} \text{ergs}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$ и отношение абсолютных потоков в эмиссионных линиях [OIII] $\lambda 5007\text{\AA}$ и [OIII] $\lambda 4959\text{\AA}$ – ряд 3 для галактики Mrk 3

По оси X – юлианская дата – 2 440 000, по оси Y – абсолютный поток в линиях [OIII] $\lambda 4959\text{\AA}$ и [OIII] $\lambda 5007\text{\AA}$.

Запрещенные эмиссионные линии в красной области спектра [OI] $\lambda 6300\text{\AA}$ и [SII] $\lambda 6717\text{\AA}$, $\lambda 6731\text{\AA}$ в спектрах некоторых галактик очень слабые, поэтому проведен поиск галактик типа Sy1 и Sy2, где можно надежно измерять эти линии. В результате отбора наиболее подходящими для данного исследования оказались сейфертовские галактики первого типа: NGC 4151, NGC 7469, 3C120 и галактика второго типа NGC 1068.

Таблица 7 – Абсолютные потоки излучения в эмиссионных линиях [OI] $\lambda 6300\text{\AA}$ и [SII] $\lambda 6716-6731\text{\AA}$ для СГ NGC 4151

Дата	JD	$F_{[\text{OI}] \lambda 6300\text{\AA}}$	$F_{[\text{SII}] \lambda 6716-6731\text{\AA}}$
03.03.2005	13432	1.17	3.81
06.03.2005	13435	1.19	3.84
29.05.2005	13519	1.21	3.21
29.06.2005	13550	1.20	3.75
25.03.2006	13819	1.24	3.94
20.04.2006	13845	1.22	3.97
13.01.2007	14113	1.21	4.09
04.06.2008	14621	1.29	4.17
01.07.2008	14648	1.34	3.38
26.11.2008	14796	1.38	4.19
19.01.2009	14850	1.31	4.09
24.01.2009	14855	1.25	4.38
26.03.2009	14916	1.08	4.39
23.04.2009	14944	1.25	3.21
26.05.2009	14977	1.17	3.11
18.06.2009	15000	1.23	3.29
14.08.2009	15057	1.25	3.47
19.11.2009	15154	1.28	3.51
15.02.2010	15242	1.17	3.58
20.04.2010	15306	1.27	3.74
12.05.2010	15328	1.31	3.97
07.04.2011	15658	1.21	4.17
20.04.2012	16037	1.33	3.10
24.05.2012	16071	1.14	3.08

Дата – дата наблюдений, JD – юлианская дата – 2 440 000, $F_{[\text{OI}] \lambda 6300\text{\AA}} \cdot 10^{-12} \text{ergs}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$ – абсолютный поток в линии $\lambda 6300\text{\AA}$, $F_{[\text{SII}] \lambda 6716-6731\text{\AA}} \cdot 10^{-12} \text{ergs}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$ – абсолютный поток в линиях.

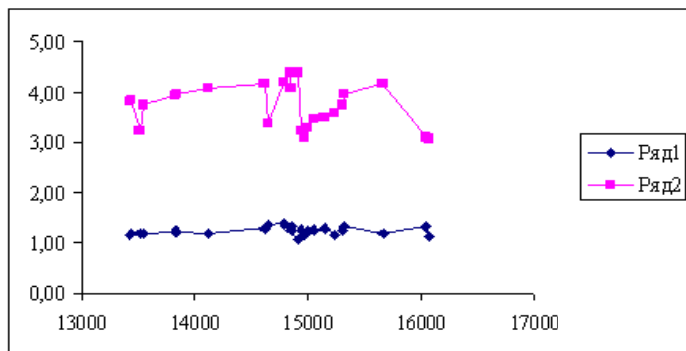


Рисунок 8 – Абсолютные потоки в эмиссионных линиях [OI] $\lambda 6300\text{\AA}$ - ряд 1 и [SII] $\lambda 6716-6731\text{\AA}$ – ряд 2 в единицах $10^{-12}\text{ergs}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$ для СГ NGC 4151.

По оси X – юлианская дата – 2 440 000, по оси Y – абсолютный поток излучения в линиях [OIII] $\lambda 4959\text{\AA}$ и [OIII] $\lambda 5007\text{\AA}$

Таблица 8 – Абсолютные потоки излучения в эмиссионных линиях [OI] $\lambda 6300\text{\AA}$ и [SII] $\lambda 6716-6731\text{\AA}$ для СГ 3С120

Дата	JD	F[OI] $\lambda 6300\text{\AA}$	F[SII] $\lambda 6716-6731\text{\AA}$
11.12.2006	14080	0.059	0.13
12.12.2006	14081	0.063	0.17
12.01.2007	14112	0.067	0.19
13.01.2007	14113	0.081	0.25
20.01.2007	14120	0.061	0.19
08.02.2007	14139	0.074	0.22

Дата – дата наблюдений, JD- юлианская дата – 2 440 000, F[OI] $\lambda 6300\text{\AA} \cdot 10^{-13}\text{ergs}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$ – абсолютный поток в линии $\lambda 6300\text{\AA}$, F[SII] $\lambda 6716-6731\text{\AA} \cdot 10^{-13}\text{ergs}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$ – абсолютный поток в линиях $\lambda 6716-6731\text{\AA}$.

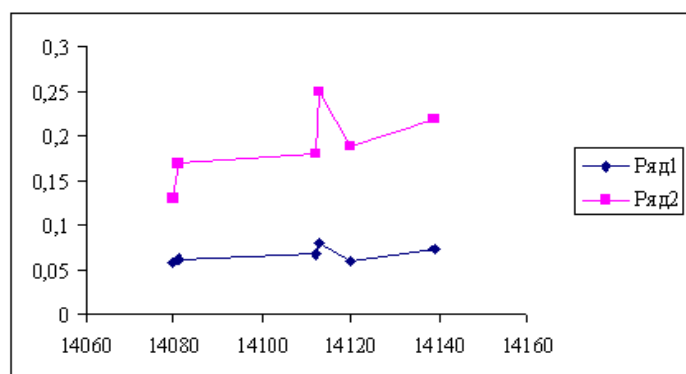


Рисунок 9 – Абсолютные потоки излучения в эмиссионных линиях [OI] $\lambda 6300\text{\AA}$ – ряд 1 и [SII] $\lambda 6716-6731\text{\AA}$ – ряд 2 в единицах $10^{-13}\text{ergs}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$ для СГ 3С120.

По оси X – юлианская дата – 2 440 000, по оси Y – абсолютный поток излучения в линиях [OIII] $\lambda 4959\text{\AA}$ и [OIII] $\lambda 5007\text{\AA}$

Таблица 9 – Абсолютные потоки излучения в эмиссионных линиях [OI] $\lambda 6300\text{\AA}$ и [SII] $\lambda 6716-6731\text{\AA}$ для СГ NGC 7469

Дата	JD	F[OI] $\lambda 6300\text{\AA}$	F[SII] $\lambda 6716-6731\text{\AA}$
06.09.2005	13619	1.70	2.08
21.12.2005	13725	1.59	2.11
25.09.2006	14003	1.43	1.99
18.08.2007	14330	1.24	2.36
18.09.2007	14361	1.28	2.17
18.10.2007	14391	1.49	2.29
24.09.2008	14733	1.38	2.18
23.08.2009	15066	1.34	2.33
10.10.2012	16210	1.41	2.37

Дата – дата наблюдений, JD – юлианская дата – 2 440 000, F[OI] $\lambda 6300\text{\AA} \cdot 10^{-13}\text{ergs}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$ – абсолютный поток в линии $\lambda 6300\text{\AA}$, F[SII] $\lambda 6716-6731\text{\AA} \cdot 10^{-13}\text{ergs}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$ – абсолютный поток в линиях $\lambda 6716-6731\text{\AA}$.

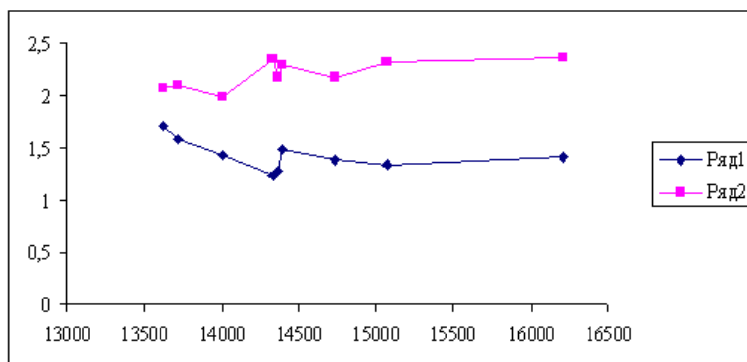


Рисунок 10 – Абсолютные потоки в эмиссионных линиях [OI] $\lambda 6300\text{\AA}$ – ряд 1 и [SII] $\lambda 6716-6731\text{\AA}$ – ряд 2 в единицах $10^{-13}\text{ergs}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$ для СГ NGC 7469.

По оси X – юлианская дата – 2 440 000, по оси Y – абсолютный поток излучения в линиях [OI] $\lambda 6300\text{\AA}$ и [SII] $\lambda 6716-6731\text{\AA}$

Таблица 10 – Абсолютные потоки излучения в эмиссионных линиях [OI] $\lambda 6300\text{\AA}$ и [SII] $\lambda 6716-6731\text{\AA}$ для СГ NGC 1068

Дата	JD	F[OI] $\lambda 6300\text{\AA}$	F[SII] $\lambda 6716-6731\text{\AA}$
28.10.2005	13671	0.87	1.79
18.10.2007	14391	0.84	1.80
28.10.2007	14401	0.81	1.84
02.11.2007	14406	0.89	1.82
25.09.2008	14734	0.84	2.11
21.10.2011	15855	0.96	1.98
05.12.2012	16266	0.99	1.92

Дата – дата наблюдений, JD – юлианская дата – 2 440 000, F[OI] $\lambda 6300\text{\AA} \cdot 10^{-12}\text{ergs}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$ – абсолютный поток в линии $\lambda 6300\text{\AA}$, F[SII] $\lambda 6716-6731\text{\AA} \cdot 10^{-12}\text{ergs}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$ – абсолютный поток в линиях $\lambda 6716-6731\text{\AA}$.

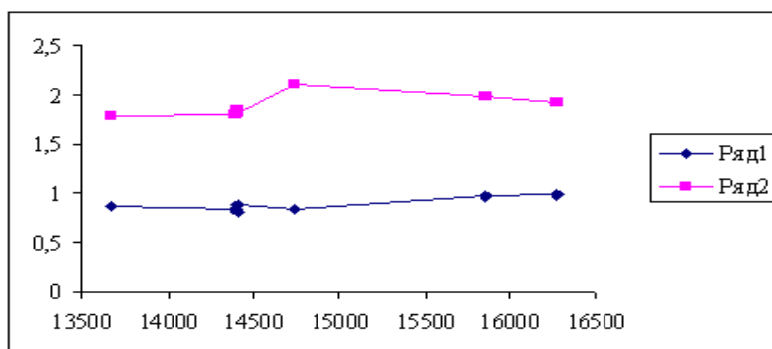


Рисунок 11 – Абсолютные потоки излучения в эмиссионных линиях [OI] $\lambda 6300\text{\AA}$ – ряд 1 и [SII] $\lambda 6716-6731\text{\AA}$ – ряд 2 для СГ NGC 1068.

По оси X – юлианская дата – 2 440 000, по оси Y – абсолютный поток излучения в линиях [OI] $\lambda 6300\text{\AA}$ и [SII] $\lambda 6716-6731\text{\AA}$

Ряд исследователей считает, что запрещенные эмиссионные линии могут быть использованы в качестве стандартов. Это не очевидно, так как энергия жесткого ионизирующего излучения ядра галактики сильно меняется во времени. Достаточно высокое постоянство этих запрещенных эмиссий объясняется тем, что они образуются в больших объемах газа, окружающего ядро. При

быстром изменении ионизирующего излучения затрагивается только относительно небольшой объем области образования запрещенных линий. При этом суммарный поток от эмиссии почти не меняется. Если усредненное на интервале времени в десятки лет ионизирующее излучение ядра постоянно, то и запрещенные эмиссионные линии будут практически постоянны и могут использоваться как стандарты. В противном случае эти эмиссии могут иметь некоторую переменность, которую можно измерить только на достаточно больших интервалах времени. Поскольку спектральные наблюдения ведутся в АФИФ более сорока лет, такую относительно небольшую переменность запрещенных эмиссий и удалось обнаружить. Для задач, решаемых на коротких интервалах времени, запрещенные эмиссии вполне можно использовать в качестве вторичных стандартов. Тем более что получить более точные сведения о потоках в других линиях или в континууме с помощью стандартных звезд значительно сложнее, так как одновременно на одном и том же приборе спектр галактики и стандартной звезды получить нельзя. Да еще необходимо вести наблюдения на одном и том же зенитном расстоянии или вводить поправки за разность зенитных расстояний, что приводит к появлению новых ошибок. Поэтому все же целесообразно использовать такие стандарты при спектральных исследованиях галактик Сейферта при не слишком высоких требованиях к точности результата.

Результат работы, проделанной в 2012–2014 годах по определению абсолютного потока в запрещенных эмиссионных линиях в окрестностях разрешенных эмиссий H_β и H_α , подтверждают выводы 2008 года о нестационарности запрещенных эмиссионных линий – [OI] $\lambda 6300\text{\AA}$, [OIII] $\lambda 4959\text{\AA}$, $\lambda 5007\text{\AA}$, [SII] $\lambda 6717\text{\AA}$ - 6731\AA у исследованных сейфертовских галактик. Реальные изменения абсолютного потока в запрещенных эмиссионных линиях колеблются в пределах 11-29% в то время, как относительные ошибки определения потока после усреднения спектров, полученных в течение одной наблюдательной ночи, составляют 4-9%. Но, несмотря на то, что максимальные изменения потока 29%, абсолютный поток в запрещенных эмиссионных линиях может быть использован как вторичный стандарт при исследовании спектральной переменности разрешенных эмиссионных линий, поскольку потоки разрешенных эмиссий у многих сейфертовских галактик, особенно типа Sy1, меняются со временем на десятки, а иногда и на сотни процентов. При незначительной переменности разрешенных эмиссий у галактик (NGC 1068, MRK 3 и др.) абсолютным потоком в запрещенных эмиссиях как вторичным стандартом можно пользоваться для получения предварительного результата при отсутствии других более надежных данных, а именно, спектров стандартных звезд с известным распределением энергии, полученных одновременно со спектрами галактик.

Работа выполнена в рамках Проекта 076 «Прикладные научные исследования в области космической деятельности».

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Харитонов А.В., Терещенко В.М., Князева Л.Н. Спектрофотометрический каталог звезд // Издательство «Наука» Казахской ССР. -1988. – 480 с.
- [2] Donald E. Osterbrock SPECTROPHOTOMETRY OF SEYFERT 1 GALAXIES // The Astrophysical Journal. 1977. V. 215. P. 733-745.
- [3] Edward I. Rosenblatt, Matthew A. Malkam, Wallace L. W. Sargent and Anthony C.S. Readhead THE BROAD EMISSION LINE AND CONTINUUM VARIATIONS OF SEYFERT GALAXIES 1. TIME SCALES AND AMPLITUDES // The Astrophysical Journal Supplement Series. 1992. V. 81. P. 59-81.

REFERENCES

- [1] Kharitonov A.V., Tereschenko V.M., Kniazeva L.N. Spectrophotometric catalog of stars // Almaty. Kazak University. 2011. 304. (in Russian).
- [2] Donald E. Osterbrock SPECTROPHOTOMETRY OF SEYFERT 1 GALAXIES // The Astrophysical Journal. 1977. V. 215. P.733-745.
- [3] Edward I. Rosenblatt, Matthew A. Malkam, Wallace L. W. Sargent and Anthony C.S. Readhead THE BROAD EMISSION LINE AND CONTINUUM VARIATIONS OF SEYFERT GALAXIES 1. TIME SCALES AND AMPLITUDES // The Astrophysical Journal Supplement Series. 1992. V. 81. P. 59-81.

СЕЙФЕРТ ҒАЛАМДАРЫ СПЕКТРЛЕРІНДЕГІ ТЫЙЫМДАЛҒАН ЭММИССИЯ СЫЗЫҒЫ

В. Гайсина, Э. Денисюк, Р. Валиуллин

«В. Г. Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан

Тірек сөздер: ҒБЯ, сейферт ғаламдары (CF), спектрлік айнымалылық, тыйымдалған эмиссия сызығы, эмиссиялық ағымдар; жеке нысандар: NGC 5548, NGC 4051, 3C120, Mrk6.

Аннотация. В. Г. Фесенков атындағы Астрофизика институтында орындалған сейферт ғаламдары ядроларының көпжылдық спектрлік бақылауларының нәтижелері ұсынылды. Жұмыстың мақсаты – кейбір тыйымдалған эмиссия сызығының айнымалылығын зерттеу. [ОIII], 4959, 5007 Å эмиссия ғаламның созылыңқы аймақтарында қалыптасатыны және осы линиялардағы сәулелену кезеңі жылдам өзгерістерге бейім еместігі белгілі. Сондықтан сызық мәліметтері сутегі сызықтарында ағымдардың айнымалылығын зерттеу кезінде стандарт ретінде жиі пайдаланылады. Біздің бақылау мәліметтерінің талдауы [ОIII], 4959, 5007 Å сызықтарында сәулелену ағымдарының өзгерісі орын алатынын көрсетті. Орташа мәннен ауытқу ~15% (NGC 4151) және ~10% (3C120) құрайды. 6 жыл аралығында ғаламдар үшін минималды ауытқу NGC1068 ~5%. Ағымдардың тез ауытқуы NGC 5548 және NGC 4051 ғаламдар спектрінде (~15% 2 ай аралығында) табылды. Сонымен тыйымдалған эмиссия сызықтарының сәулелену тұрақсыздығы дәлелденді. Соған қарамастан, қысқа уақыт интервалында шешілетін есептер үшін сутегі сызықтары сәулелену ағымдары айнымалылығы жүз пайыз құрайтындықтан тыйымдалған сызықтарды екінші стандарттар ретінде пайдалануға толығымен болады.

Поступила 15.15.2015 г.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 5, Number 303 (2015), 22 – 28

PHASE SHIFTS ANALYSIS OF PROTONS ELASTIC SCATTERING ON ^{16}O . I

S. B. Dubovichenko, A. V. Dzhazairov-Kakhramanov, A. S. Tkachenko

V. G. Fessenkov Astrophysical institute «NCSRT» RK, Almaty, Kazakhstan.

E-mail: dubovichenko@gmail.com; albert-j@yandex.ru; hangovergoddess@gmail.com

Keywords: nuclear physics, elastic scattering, $p^{16}\text{O}$ system.

Abstract. The standard phase shift analysis at energies from 0.4 to 3.0 MeV was carried out on the basis of known experimental measurements of the differential cross sections in the excitation functions of the elastic $p^{16}\text{O}$ scattering in the range of 110°-178°.

УДК 52-48, 524, 539.14, 539.17

ФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ НА ^{16}O . I

С. Б. Дубовиченко, А. В. Джазаиров-Кахраманов, А. С. Ткаченко

Астрофизический институт им. В. Г. Фесенкова «НЦКИТ» РК, Алматы, Казахстан

Ключевые слова: ядерная физика, упругое рассеяние, $p^{16}\text{O}$ система.

Аннотация. На основе известных экспериментальных измерений дифференциальных сечений в функциях возбуждения упругого $p^{16}\text{O}$ -рассеяния в области углов 110° - 178° выполнен стандартный фазовый анализ при энергиях от 0.4 до 3.0 МэВ.

Введение. Ранее в работах [1] нами была показана возможность описания кулоновских форм-факторов ядер лития на основе потенциальной кластерной модели (ПКМ) [2, 3]. Такая модель учитывает запрещенные состояния [3-6] в межкластерных потенциалах, которые использовались нами еще в работах [7]. Далее в работах [8] нами продемонстрирована возможность правильного воспроизведения практически всех характеристик ядра ${}^6\text{Li}$, включая его квадрупольный момент, в потенциальной кластерной модели с тензорными силами [4]. И наконец, в работах [2, 3, 9-14] показана возможность описания астрофизических S -факторов или полных сечений радиационного $n^2\text{H}$, $p^2\text{H}$, $p^3\text{H}$, $n^6\text{Li}$, $p^6\text{Li}$, $n^7\text{Li}$, $p^7\text{Li}$, $p^9\text{Be}$, $n^9\text{Be}$, $p^{10}\text{B}$, $n^{10}\text{B}$, $p^{11}\text{B}$, $n^{11}\text{B}$, $n^{12}\text{C}$, $p^{12}\text{C}$, $n^{13}\text{C}$, $p^{13}\text{C}$, $n^{14}\text{C}$, $p^{14}\text{C}$, $n^{14}\text{N}$, $n^{15}\text{N}$, $p^{15}\text{N}$, $n^{16}\text{O}$ и ${}^2\text{H}^4\text{He}$, ${}^3\text{He}^4\text{He}$, ${}^3\text{H}^4\text{He}$, ${}^4\text{He}^{12}\text{C}$ захвата при тепловых и астрофизических энергиях. Эти расчеты 27-ми перечисленных выше процессов захвата выполнены на основе модифицированного варианта ПКМ (МПКМ), описанного в работах [13, 15].

Определенный успех такой МПКМ можно объяснить тем, что потенциалы межкластерного взаимодействия строятся на основе известных фаз упругого рассеяния с учетом классификации кластерных состояний по схемам Юнга [16]. Извлекаемые из экспериментальных дифференциальных сечений фазы упругого рассеяния позволяют таким образом построить потенциалы взаимодействия двух частиц в непрерывном спектре и выполнить расчеты некоторых характеристик их взаимодействия в процессах рассеяния и реакций. Например, это могут быть астрофизические S -факторы реакций радиационного захвата [17] или полные сечения таких реакций [18], в том числе, и радиационного захвата для некоторых термоядерных реакций в астрофизической области энергий, которая обычно рассматривается в наших предыдущих работах [2, 15].

Переходя теперь к непосредственному описанию результатов нашего фазового анализа упругого $p^{16}\text{O}$ -рассеяния, заметим, что ранее мы уже выполняли фазовый анализ в системах $n^3\text{He}$ [19], $p^6\text{Li}$ [20], $n^{12}\text{C}$ [21], $p^{12}\text{C}$ [22], ${}^4\text{He}^4\text{He}$ [23], ${}^4\text{He}^{12}\text{C}$ [24], $p^{13}\text{C}$ [25], $p^{14}\text{C}$ [26] и $n^{16}\text{O}$ [27], причем, в основном при низких и астрофизических энергиях.

Структура кластерных состояний для $p^{16}\text{O}$ системы

Как обычно [2, 15], предполагаем, что связанное состояние (СС) ядра ${}^{17}\text{F}$ обусловлено кластерным каналом, состоящем из начальных частиц, которые участвуют в реакции. Рассмотрим классификацию орбитальных состояний $p^{16}\text{O}$ -системы по схемам Юнга. Основному связанному состоянию ядра ${}^{16}\text{O}$ соответствует схема Юнга $\{4444\}$ [12], поэтому для $p^{16}\text{O}$ -системы имеем $\{1\} \times \{4444\} = \{5444\} + \{44441\}$. Первая из полученных схем совместима с орбитальным моментом $L = 0$ и является запрещенной, поскольку в s -оболочке не может быть пять нуклонов, а вторая схема разрешена (РС) и совместима с орбитальным моментом $L = 1$ [16, 28].

Таким образом, в потенциале ${}^2S_{1/2}$ -волны, которая соответствует первому возбужденному состоянию (ПВС) ядра ${}^{17}\text{F}$ при 0.4953 МэВ с $J^\pi = 1/2^+$ относительно основного состояния (ОС) или -0.1052 МэВ относительно порога $p^{16}\text{O}$ -канала и S -состояниям рассеяния этих кластеров, имеется запрещенное связанное состояние. 2P -волны рассеяния связанных ЗС не содержит, а разрешенное состояние с $\{44441\}$ может располагаться, как в непрерывном, так и дискретном спектре. Основное состояние ядра ${}^{17}\text{F}$ с $J^\pi, T = 5/2^+, 1/2$ в $p^{16}\text{O}$ -канале, которое находится при энергии -0.6005 МэВ [29], относится к ${}^2D_{5/2}$ -волне и также не содержит запрещенных СС.

Однако у нас отсутствуют полные таблицы произведений схем Юнга для системы с числом частиц больше восьми [30], которые использовались нами ранее для подобных расчетов [2, 4, 15, 31]. Поэтому полученный выше результат следует считать лишь качественной оценкой возможных орбитальных симметрий в связанных состояниях ядра ${}^{17}\text{F}$ для $p^{16}\text{O}$ -канала. В тоже время уже показано, что столь простая оценка числа ЗС и РС позволяет построить потенциалы, которые используются в МПКМ и приводят к правильному описанию имеющихся экспериментальных данных по радиационному захвату некоторых частиц на легких ядрах [2, 15, 31].

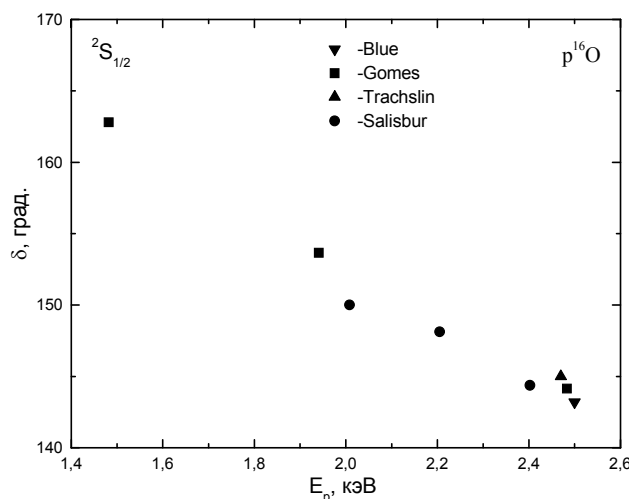
Обзор экспериментальных данных

Как уже говорилось, для построения потенциалов взаимодействия кластеров или нуклонов с ядрами в МПКМ обычно используются фазы упругого рассеяния рассматриваемых частиц. В данном случае будут рассмотрены процессы упругого $p^{16}\text{O}$ -рассеяния при низких энергиях, которые позволят получить фазы рассеяния и построить нужные для описания $p^{16}\text{O}$ -процессов захвата потенциалы взаимодействия.

По-видимому, одни из первых измерений дифференциальных сечений упругого $p^{16}\text{O}$ -рассеяния с выполнением фазового анализа при энергиях 2.0–7.6 МэВ были сделаны в работе [32]. Этот анализ использовал результаты работ [33] и [34] и некоторые неопубликованные результаты [32] в области энергий 2.0–4.26 и 4.25–7.6 МэВ соответственно. Для поиска данных по таким сечениям мы использовали базу данных EXFOR [35].

Впоследствии в работе [36] были измерены поляризации упругого $p^{16}\text{O}$ -рассеяния в области 2.5–5.0 МэВ и сделан новый фазовый анализ при этих энергиях, который, однако, явно не показывал резонанс при 2.66 МэВ. Далее в работах [37] и [38] был выполнен детальный фазовый анализ упругого $p^{16}\text{O}$ -рассеяния при энергиях 1.5–3.0 и 2.5–3.0 МэВ соответственно и показано присутствие узкого резонанса при уточненной впоследствии энергии протонов 2.663(7) МэВ с шириной 19(1) кэВ, который соответствует первому надпороговому состоянию в $p^{16}\text{O}$ -канале при 3.104 МэВ с $J^\pi = 1/2^-$ [29].

Впоследствии процессы упругого рассеяния для этой системы были рассмотрены во многих работах (см., например, [29] и [39, 40]) в области энергий 1.0–3.5 МэВ. Например, в работах [41, 42] рассмотрена область энергий с 0.5–0.6 МэВ и до 2.0–2.5 МэВ. В частности, в работе [43] выполнены измерения функций возбуждения при энергиях от 0.4 до 2.0 МэВ. Однако во всех этих работах [39–43] фазовый анализ полученных экспериментальных данных не проводился. В результате имеющиеся фазовые анализы были выполнены в 60-х годах XX века и обычно начинались с 2.0–2.5 МэВ. Имеется только одна точка в фазах рассеяния при 1.5 МэВ, полученная в работе [37], которая так и не была подтверждена впоследствии в других работах. Все эти результаты фазовых анализов при энергиях до 2.5 МэВ показаны на рисунке.



Фазы упругого $p^{16}\text{O}$ -рассеяния при низких энергиях, полученные в работах [32, 36–38]

Поскольку мы будем рассматривать далее радиационный захват в области энергий до 2.5–3.0 МэВ, то результатов этих работ вполне достаточно для построения потенциалов $p^{16}\text{O}$ -взаимодействия по фазам рассеяния, без учета первого резонанса при 2.663 МэВ [29]. Для этого мы выполним фазовый анализ имеющихся экспериментальных данных работ [39–43] при энергиях в области от 0.4 до 2.5–3.0 МэВ. А также перепроверим результаты некоторых других фазовых анализов, выполненных в 60-е годы прошлого века. Методы, используемые при фазовом анализе, хорошо описаны в классической книге [44] или в книгах одного из авторов данной статьи [5, 15].

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. Calculation of coulomb form-factors of lithium nuclei in a cluster model based on potentials with forbidden states // *Phys. Atom. Nucl.* - 1994. V.57. №5. - P.733-740; Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. Electromagnetic effects in light nuclei and the cluster potential model // *Phys. Part. Nucl.* - 1997. V.28. №6. P.615-641.
- [2] Dubovichenko S.B. *Thermonuclear processes of the Universe.* - New-York: NOVA Sci. Publ., 2012. -p.194.
- [3] Dubovichenko S.B., Neudatchin V.G., Sakharuk A.A., et al. Generalized potential description of the interaction of the lightest nuclei $p^3\text{H}$ and $p^3\text{He}$ // *Izv. Akad. Nauk SSSR Ser. Fiz.* - 1990. V.54. №5. - P.911-916; Neudatchin V.G., Sakharuk A.A., Dubovichenko S.B. Photodisintegration of ^4He and the supermultiplet potential model of cluster-cluster interactions // *Few-Body Systems* - 1995. V.18. №2-4. - P.159-172.
- [4] Dubovichenko S.B. *Light nuclei and nuclear astrophysics* Sec. Edit., revised and expanded - Germany. Saarbrucken: Lambert Acad. Publ. GmbH&Co. KG, 2013. - 320 p.
- [5] Dubovichenko S.B. *Calculation methods of nuclear characteristics.* Sec. Edit., revised and expanded. - Germany. Saarbrucken: Lambert Acad. Publ. GmbH&Co. KG, 2012. - 425 p.
- [6] Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. Potential description of elastic N^2H , $^2\text{H}^2\text{H}$, N^4He and $^2\text{H}^3\text{He}$ scattering // *Sov. Jour. Nucl. Phys.* - 1990.V.51. №6. - P.971-977; Dubovichenko S.B. Analysis of photonuclear processes in the N^2H and $^2\text{H}^3\text{He}$ systems on the basis of cluster-models for potentials with forbidden states // *Phys. Atom. Nucl.* - 1995. V.58. №7. - P.1174-1180.
- [7] Dubovichenko S.B., Zhusupov M.A. The structure of light-nuclei with $A=6,7,8$ in cluster models for potentials with forbidden states // *Izv. Akad. Nauk SSSR Ser. Fiz.* - 1984. V.48. №5. - P.935-937; Dubovichenko S.B., Zhusupov M.A. Some characteristics of the nucleus ^7Li in the $^3\text{H}^4\text{He}$ model for potentials with forbidden states // *Sov. Jour. Nucl. Phys.* - 1984. V.39. №6. - P.870-872.
- [8] Dubovichenko S.B. Tensor $^2\text{H}^4\text{He}$ interactions in the potential cluster model involving forbidden states // *Phys. Atom. Nucl.* - 1998. V.61. №2. - P.162-168; Kukulin V.I., Pomerantsev V.N., Cooper S.G., Dubovichenko S.B. Improved $d^4\text{He}$ potentials by inversion: The tensor force and validity of the double folding model // *Phys. Rev.* - 1998. V.C57. №5. - P.2462-2473.
- [9] Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. Astrophysical S-factor of the radiative $p^2\text{H}$ capture // *Euro. Phys. Jour.* - 2009. V.A39. №2. - P.139-143; Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. Radiative $n^7\text{Li}$ capture at Astrophysical Energies // *Annalen der Physik* - 2012. V.524. №12. - P.850-861; Dubovichenko S.B., Burkova N.A. Radiative $n^{11}\text{B}$ capture at astrophysical energies // *Mod. Phys. Lett.* - 2014. V.A29. №7. - P.1450036(1-14); Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V., Burtebaev N., Alimov D. Radiative $p^{14}\text{C}$ capture at astrophysical energies // *Mod. Phys. Lett.* - 2014. V.A29. №24. - P.1450125(1-16).
- [10] Dubovichenko S.B. Astrophysical S-factors of radiative $^3\text{He}^4\text{He}$, $^3\text{H}^4\text{He}$, and $^2\text{H}^4\text{He}$ capture // *Phys. Atom. Nucl.* - 2010. V.73. №9. - P.1526-1538; Dubovichenko S.B. Astrophysical S-factors for radiative proton capture by ^3H and ^7Li nuclei // *Phys. Atom. Nucl.* - 2011. V.74. №3. - P.358-370; Dubovichenko S.B. Astrophysical S-factor for the radiative-capture reaction $p^{13}\text{C} \rightarrow ^{14}\text{N}\gamma$ // *Phys. Atom. Nucl.* - 2012. V.75. №2. - P.173-181; Dubovichenko S.B. Radiative neutron capture by ^2H , ^7Li , ^{14}C , and ^{14}N nuclei at astrophysical energies // *Phys. Atom. Nucl.* - 2013. V.76. №7. - P.841-861; Dubovichenko S.B. Capture of a neutron to excited states of $n^9\text{Be}$ nucleus taking into account resonance at 622 keV // *Jour. Experim. and Theor. Phys.* - 2013. V.117. №4. - P.649-655.
- [11] Dubovichenko S.B. Radiative $n^2\text{H}$ capture at low energies // *Rus. Phys. Jour.* - 2012. V.55. №2. - P.138-145; Dubovichenko S.B. Contribution of the M1 process to the astrophysical S-factor of the $p^2\text{H}$ radiative capture // *Rus. Phys. Jour.* - 2011. V.54. №2. - P.157-164; Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. Astrophysical S-factor for $p^{12}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{N}\square$ radiative capture // *Rus. Phys. Jour.* - 2009. V.52. №8. - P.833-840.
- [12] Dubovichenko S. B., Uzikov Yu. N. Astrophysical S-factors of reactions with light nuclei // *Phys. Part. Nucl.* - 2011. V.42. №2. - P.251-301; Dubovichenko S.B. Neutron capture by light nuclei at astrophysical energies // *Phys. Part. Nucl.* - 2013. V.44. №5. - P.803-847.
- [13] Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. Examination of astrophysical S-factors of $p^2\text{H}$, $p^6\text{Li}$, $p^7\text{Li}$, $p^{12}\text{C}$ and $p^{13}\text{C}$ radiative capture reactions // *Int. Jour. Mod. Phys.* - 2012. V.E21. №3. - V.P.1250039(1-44); Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V., Afanasyeva N.V. Radiative neutron capture on ^9Be , ^{14}C , ^{14}N , ^{15}N and ^{16}O at thermal and astrophysical energies // *Int. Jour. Mod. Phys.* - 2013. V.E22. №10. - P.1350075(1-53); Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V., Burkova N.A. The radiative neutron capture on ^2H , ^6Li , ^7Li , ^{12}C and ^{13}C at Astrophysical energies // *Int. Jour. Mod. Phys.* - 2013. V.E22. №5. - P.1350028 (1-52); Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. Neutron radiative capture by ^{10}B , ^{11}B and proton radiative capture by ^{11}B , ^{14}C and ^{15}N at thermal and astrophysical energies // *Int. Jour. Mod. Phys.* - 2014. V.E23. №8. - P.1430012(1-55).
- [14] Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. Neutron radiative capture by ^2H , ^6Li , ^7Li , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}C and ^{14}N at astrophysical energies // *The Universe Evolution. Astrophysical and Nuclear Aspects.* - New-York, NOVA Sci. Publ. 2013. - P.49-108; Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. Astrophysical S-factors of proton radiative capture in thermonuclear reactions in the Stars and the Universe // *The Big Bang: Theory, Assumptions and Problems.* - New-York, NOVA Sci. Publ. 2012. - P.1-60.
- [15] Dubovichenko S.B. *Primordial nucleosynthesis of the Universe.* Fourth Edit., revised and expanded. - Germany. Saarbrucken: Lambert Acad. Publ. GmbH&Co. KG, 2014. - 668p. (Russian).
- [16] Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф. Нуклонные ассоциации в легких ядрах. - М.: Наука. 1969. - 414с.
- [17] Angulo C. et al. // *Nucl. Phys.* - 1999. V.A656. - P.3.
- [18] Adelberger E.G. et al. // *Rev. Mod. Phys.* - 2011. V.83. - P.195.
- [19] Dubovichenko S.B. // *Russ. Phys. J.* - 2015. (в печати)

- [20] Dubovichenko S.B., Zazulin D.M. // Russ. Phys. J. - 2010. V.53. №5. - P.458.
[21] Dubovichenko S.B. // Russ. Phys. J. - 2012. V.55 №5. - P.561.
[22] Dubovichenko S.B. // Russ. Phys. J. - 2008. V.51. №11. - P.1136.
[23] Dubovichenko S.B. // Phys. Atom. Nucl. - 2008. V.71. №1. - P.65.
[24] Dubovichenko S.B. // Russ. Phys. J. - 2009. V.52. №7. - P.715.
[25] Dubovichenko S.B. // Phys. Atom. Nucl. - 2012. V.75. №3. - P.285.
[26] Dubovichenko S.B. // Russ. Phys. J. - 2015. (в печати)
[27] Dubovichenko S.B. // Russ. Phys. J. - 2013. V.55. №9. - P.992.
[28] Немец О.Ф. и др. Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции многонуклонных передач. - Киев: Наук. Думка, 1988. - 488 с.
[29] Tilley D.R., Weller H.R., Cheves C.M. // Nucl. Phys. - 1993. V.A564. - P.1-183.
[30] Itzykson C., Nauenberg M. // Rev. Mod. Phys. - 1966. V.38. - P.95-101.
[31] Дубовиченко С.Б. Термоядерные процессы Вселенной. Изд. второе, исправленное и дополненное. - Серия «Казахстанские космические исследования». Т.7. - Алматы: А-три, 2011. - 402с.; arXv:1012.08774 [nucl-th].
[32] Salisbury S.R. and Richards H.T. ^{17}F Level Parameters // Phys. Rev. - 1962. V.126. - P.2147-2158.
[33] Henry R.R., Phillips G.C., Reich C.W., and Russell J.L. // Bull. Amer. Phys. Soc. - 1956. V.1. - P.96.
[34] Salisbury S., Hardie G., Oppliger L., and Bangle R. Proton-Oxygen Differential Scattering Cross Sections // Phys. Rev. - 1962. V.126. - P.2143-2146.
[35] <http://cdfc.sinp.msu.ru/exfor/index.php> .
[36] Blue R.A. and Haerberli W. Polarization of Protons Elastically Scattered by Oxygen // Phys. Rev. - 1965. V.137. №2B. - P.B284-B293.
[37] Gomes V., Douglas R.A., Polga T. and Sala O. The $E_p = 2.66$ MeV resonance in $^{16}\text{O}(p, p)^{16}\text{O}$ // Nucl. Phys. - 1965. V.A68. - P.417-425.
[38] Trachsler W. and Brown L. Polarization and phase shifts in $^{12}\text{C}(p, p)^{12}\text{C}$ and $^{16}\text{O}(p, p)^{16}\text{O}$ from 1.5 and 3 MeV // Nucl. Phys. - 1967. V.A101. - P.273-287.
[39] Amirikas R., Jamieson D.N. and Dooley S.P. Measurement of (p, p) elastic cross sections for C, O and Si in the energy range 1.0-3.5 MeV // Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. - 1993. V.B77. - P.110-116.
[40] Gurbich A.F. Evaluation of non-Rutherford proton elastic scattering for oxygen // Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. - 1997. V.B129. - P.311-316.
[41] Braun M., Fried T. Elastic backscattering cross section of proton on Oxygen // Z. Phys. - 1983. V.A311. - P.173-175.
[42] Ramos A.R. et al. Measurement of (p,p) elastic differential cross-sections for carbon, nitrogen, oxygen, aluminium and silicon in the 500–2500 keV range at 140_ and 178_ laboratory scattering angles // Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. - 2002. V.B190. - P.95-99.
[43] Chow H.C., Griffithsa G.M., Hall T.H. The $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$ Direct Capture Cross Section with an Extrapolation to Astrophysical Energies // Can. J. Phys. - 1975. V.53. - P.1672-1687.
[44] Ходгсон П.Е. Оптическая модель упругого рассеяния. - М: Атомиздат, 1966. – 230 с.

REFERENCES

- [1] Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. Calculation of coulomb form-factors of lithium nuclei in a cluster model based on potentials with forbidden states. Phys. Atom. Nucl, 1994. V.57. №5. P.733-740; Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. Electromagnetic effects in light nuclei and the cluster potential model. Phys. Part. Nucl, 1997. V.28. №6. P.615-641.
[2] Dubovichenko S.B. Thermonuclear processes of the Universe. - New-York: NOVA Sci. Publ., 2012. P.194.
[3] Dubovichenko S.B., Neudatchin V.G., Sakharuk A.A., et al. Generalized potential description of the interaction of the lightest nuclei $p^3\text{H}$ and $p^3\text{He}$. Izv. Akad. Nauk SSSR Ser. Fiz, 1990. V.54. №5. P.911-916; Neudatchin V.G., Sakharuk A.A., Dubovichenko S.B. Photodisintegration of ^4He and the supermultiplet potential model of cluster-cluster interactions. Few-Body Systems, 1995. V.18. №2-4. P.159-172.
[4] Dubovichenko S.B. Light nuclei and nuclear astrophysics Sec. Edit., revised and expanded. Germany. Saarbrucken: Lambert AcaD. Publ. GmbH&Co. KG, 2013. P. 320.
[5] Dubovichenko S.B. Calculation methods of nuclear characteristics. Sec. Edit., revised and expanded. Germany. Saarbrucken: Lambert AcaD. Publ. GmbH&Co. KG, 2012. P. 425.
[6] Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. Potential description of elastic N^2H , $^2\text{H}^2\text{H}$, N^4He and $^2\text{H}^3\text{He}$ scattering. Sov. Jour. Nucl. Phys, 1990. V.51. №6. P.971-977; Dubovichenko S.B. Analysis of photonuclear processes in the N^2H and $^2\text{H}^3\text{He}$ systems on the basis of cluster-models for potentials with forbidden states. Phys. Atom. Nucl., 1995. V.58. №7. P.1174-1180.
[7] Dubovichenko S.B., Zhusupov M.A. The structure of light-nuclei with $A=6,7,8$ in cluster models for potentials with forbidden states. Izv. Akad. Nauk SSSR Ser. Fiz., 1984. V.48. №5. P.935-937; Dubovichenko S.B., Zhusupov M.A. Some characteristics of the nucleus ^7Li in the $^3\text{H}^4\text{He}$ model for potentials with forbidden states. Sov. Jour. Nucl. Phys., 1984. V.39. №6. P.870-872.
[8] Dubovichenko S.B. Tensor $^2\text{H}^4\text{He}$ interactions in the potential cluster model involving forbidden states. Phys. Atom. Nucl., 1998. V.61. №2. P.162-168; Kukulin V.I., Pomerantsev V.N., Cooper S.G., Dubovichenko S.B. Improved $d^4\text{He}$ potentials by inversion: The tensor force and validity of the double folding model. Phys. Rev., 1998. V.C57. №5. P.2462-2473.
[9] Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. Astrophysical S-factor of the radiative $p^2\text{H}$ capture. Euro. Phys. Jour., 2009. V.A39. №2. P.139-143; Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. Radiative $n^7\text{Li}$ capture at Astrophysical

Energies. *Annalen der Physik*, 2012. V.524. №12. P.850-861; Dubovichenko S.B., Burkova N.A. Radiative $n^{11}\text{B}$ capture at astrophysical energies. *Mod. Phys. Lett.*, 2014. V.A29. №7. P.1450036(1-14); Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V., Burtebaev N., Alimov D. Radiative $p^{14}\text{C}$ capture at astrophysical energies. *Mod. Phys. Lett.*, 2014. V.A29. №24. P.1450125(1-16).

[10] Dubovichenko S.B. Astrophysical S-factors of radiative $^3\text{He}^4\text{He}$, $^3\text{H}^4\text{He}$, and $^2\text{H}^4\text{He}$ capture. *Phys. Atom. Nucl.*, 2010. V.73. №9. P.1526-1538; Dubovichenko S.B. Astrophysical S-factors for radiative proton capture by ^3H and ^7Li nuclei. *Phys. Atom. Nucl.*, 2011. V.74. №3. P.358-370; Dubovichenko S.B. Astrophysical S-factor for the radiative-capture reaction $p^{13}\text{C} \rightarrow ^{14}\text{N}\gamma$. *Phys. Atom. Nucl.*, 2012. V.75. №2. P.173-181; Dubovichenko S.B. Radiative neutron capture by ^2H , ^7Li , ^{14}C , and ^{14}N nuclei at astrophysical energies. *Phys. Atom. Nucl.*, 2013. V.76. №7. P.841-861; Dubovichenko S.B. Capture of a neutron to excited states of ^9Be nucleus taking into account resonance at 622 keV. *Jour. Experim. and Theor. Phys.*, 2013. V.117. №4. P.649-655.

[11] Dubovichenko S.B. Radiative $n^2\text{H}$ capture at low energies. *Rus. Phys. Jour.*, 2012. V.55. №2. P.138-145; Dubovichenko S.B. Contribution of the M1 process to the astrophysical S-factor of the $p^2\text{H}$ radiative capture. *Rus. Phys. Jour.*, 2011. V.54. №2. P.157-164; Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. Astrophysical S-factor for $p^{12}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{N}\square$ radiative capture. *Rus. Phys. Jour.*, 2009. V.52. №8. P.833-840.

[12] Dubovichenko S. B., Uzikov Yu. N. Astrophysical S-factors of reactions with light nuclei. *Phys. Part. Nucl.*, 2011. V.42. №2. P.251-301; Dubovichenko S.B. Neutron capture by light nuclei at astrophysical energies. *Phys. Part. Nucl.*, 2013. V.44. №5. P.803-847.

[13] Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. Examination of astrophysical S-factors of $p^2\text{H}$, $p^6\text{Li}$, $p^7\text{Li}$, $p^{12}\text{C}$ and $p^{13}\text{C}$ radiative capture reactions. *Int. Jour. Mod. Phys.*, 2012. V.E21. №3. P.1250039(1-44); Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V., Afanasyeva N.V. Radiative neutron capture on ^9Be , ^{14}C , ^{14}N , ^{15}N and ^{16}O at thermal and astrophysical energies. *Int. Jour. Mod. Phys.*, 2013. V.E22. №10. P.1350075(1-53); Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V., Burkova N.A. The radiative neutron capture on ^2H , ^6Li , ^7Li , ^{12}C and ^{13}C at Astrophysical energies. *Int. Jour. Mod. Phys.*, 2013. V.E22. №5. P.1350028 (1-52); Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. Neutron radiative capture by ^{10}B , ^{11}B and proton radiative capture by ^{11}B , ^{14}C and ^{15}N at thermal and astrophysical energies. *Int. Jour. Mod. Phys.*, 2014. V.E23. №8. P.1430012(1-55).

[14] Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. Neutron radiative capture by ^2H , ^6Li , ^7Li , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}C and ^{14}N at astrophysical energies. *The Universe Evolution. Astrophysical and Nuclear Aspects*. New-York: NOVA Sci. Publ., 2013. P.49-108; Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. Astrophysical S-factors of proton radiative capture in thermonuclear reactions in the Stars and the Universe. *The Big Bang: Theory, Assumptions and Problems*. New-York: NOVA Sci. Publ., 2012. P.1-60.

[15] Dubovichenko S.B. *Primordial nucleosynthesis of the Universe*. Fourth Edit., revised and expanded. Germany. Saarbrücken: Lambert Acad. Publ. GmbH&Co. KG, 2014. P. 668. (Russian).

[16] Neudatchin V.G., Smirnov Yu.F. *Nucleon associations in light nuclei*. Moscow: Nauka, 1969. P.414. (in Russian).

[17] Angulo C. et al. *Nucl. Phys.*, 1999. V.A656. P.3.

[18] Adelberger E.G. et al. *Rev. Mod. Phys.*, 2011. V.83. P.195.

[19] Dubovichenko S.B. *Russ. Phys. J.*, 2015. (в печати)

[20] Dubovichenko S.B., Zazulin D.M. *Russ. Phys. J.*, 2010. V.53. №5. P.458.

[21] Dubovichenko S.B. *Russ. Phys. J.*, 2012. V.55 №5. P.561.

[22] Dubovichenko S.B. *Russ. Phys. J.*, 2008. V.51. №11. P.1136.

[23] Dubovichenko S.B. *Phys. Atom. Nucl.*, 2008. V.71. №1. P.65.

[24] Dubovichenko S.B. *Russ. Phys. J.*, 2009. V.52. №7. P.715.

[25] Dubovichenko S.B. *Phys. Atom. Nucl.*, 2012. V.75. №3. P.285.

[26] Dubovichenko S.B. *Russ. Phys. J.*, 2015. (в печати)

[27] Dubovichenko S.B. *Russ. Phys. J.*, 2013. V.55. №9. P.992.

[28] Nemets O.F., Neudatchin V.G., Rudchik A.T., Smirnov Y.F., Tshuvil'sky Yu.M. Nucleon association in atomic nuclei and the nuclear reactions of the many nucleons transfers. *Kiev: Naukova dumka*, 1988. P. 488. (in Russian).

[29] Tilley D.R., Weller H.R., Cheves C.M. *Nucl. Phys.*, 1993. V.A564. P.1-183.

[30] Itzykson C., Nauenberg M. *Rev. Mod. Phys.*, 1966. V.38. P.95-101.

[31] Dubovichenko S.B. *Thermonuclear processes of the Universe*. Second edition, revised and updated. Series "Kazakhstan space research" V.7. Almaty: A-tri, 2011. P. 402.; arXiv:1012.0877 [nucl-th]. (in Russian).

[32] Salisbury S.R. and Richards H.T. ^{17}F Level Parameters. *Phys. Rev.*, 1962. V.126. P.2147-2158.

[33] Henry R.R., Phillips G.C., Reich C.W., and Russell J.L. *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1956. V.1. P.96.

[34] Salisbury S., Hardie G., Oppliger L., and Bangle R. Proton-Oxygen Differential Scattering Cross Sections. *Phys. Rev.*, 1962. V.126. P.2143-2146.

[35] <http://cdfc.sinp.msu.ru/exfor/index.php>

[36] Blue R.A. and Haerberli W. Polarization of Protons Elastically Scattered by Oxygen. *Phys. Rev.*, 1965. V.137. №2B. P.B284-B293.

[37] Gomes V., Douglas R.A., Polga T. and Sala O. The $E_p = 2.66$ MeV resonance in $^{16}\text{O}(p, p)^{16}\text{O}$. *Nucl. Phys.*, 1965. V.A68. P.417-425.

[38] Trachsln W. and Brown L. Polarization and phase shifts in $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$ and $^{16}\text{O}(p,p)^{16}\text{O}$ from 1.5 and 3 MeV. *Nucl. Phys.*, 1967. V.A101. P.273-287.

[39] Amirikas R., Jamieson D.N. and Dooley S.P. Measurement of (p, p) elastic cross sections for C, O and Si in the energy range 1.0-3.5 MeV. *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res.*, 1993. V.B77. P.110-116.

- [40] Gurbich A.F. Evaluation of non-Rutherford proton elastic scattering for oxygen. Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res., 1997. V.B129. P.311-316.
- [41] Braun M., Fried T. Elastic backscattering cross section of proton on Oxygen. Z. Phys., 1983. V.A311. P.173-175.
- [42] Ramos A.R. et al. Measurement of (p,p) elastic differential cross-sections for carbon, nitrogen, oxygen, aluminium and silicon in the 500–2500 keV range at 140_ and 178_ laboratory scattering angles. Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res., 2002. V.B190. P.95-99.
- [43] Chow H.C., Griffithsa G.M., Hall T.H. The $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$ Direct Capture Cross Section with an Extrapolation to Astrophysical Energies. Can. J. Phys., 1975. V.53. P.1672-1687.
- [44] Hodgson P.E. The Optical model of elastic scattering. Oxford: Clarendon Press, 1963. P. 211.

ПРОТОНДАРДЫҢ ^{16}O -ГЕ СЕРПІМДІ ШАШЫРАУЫН ФАЗАЛЫҚ ТАЛДАУ. I

С. Б. Дубовиченко, А. В. Джазаиров-Кахраманов, А. С. Ткаченко

ҚР «Ұлттық ғарыштық зерттеулер мен технологиялар орталығы» В. Г. Фесенков атындағы
Астрофизикалық институты, Алматы, Қазақстан

Тірек сөздер: ядролық физика, серпімді шашырау, $p^{16}\text{O}$ жүйесі.

Аннотация. 110° - 178° бұрыштары аймағындағы серпімді $p^{16}\text{O}$ -шашырауды қозу функцияларындағы дифференциалдық кималарды белгілі эксперименттік өлшеулердің негізінде 0.4 МэВ бастап 2.5 МэВ дейінгі энергияларда стандарттық фазалық талдау жасалды.

Поступила 15.15.2015 г.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 5, Number 303 (2015), 28 – 32

PHASE SHIFTS ANALYSIS OF PROTONS ELASTIC SCATTERING ON ^{16}O . II

S. B. Dubovichenko, A. V. Dzhazairov-Kakhramanov, A. S. Tkachenko

V. G. Fessenkov Astrophysical institute «NCSRT» RK, Almaty, Kazakhstan.
E-mail: dubovichenko@gmail.com; albert-j@yandex.ru; hangovergoddess@gmail.com

Keywords: nuclear physics, elastic scattering, $p^{16}\text{O}$ system.

Abstract. The standard phase shift analysis at energies from 0.4 to 3.0 MeV was carried out on the basis of known experimental measurements of the differential cross sections in the excitation functions of the elastic $p^{16}\text{O}$ scattering in the range of 110° - 178° .

УДК 52-48, 524, 539.14, 539.17

ФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ НА ^{16}O . II

С. Б. Дубовиченко, А. В. Джазаиров-Кахраманов, А. С. Ткаченко

Астрофизический институт им. В. Г. Фесенкова «НЦКИТ» РК, Алматы, Казахстан

Ключевые слова: ядерная физика, упругое рассеяние, $p^{16}\text{O}$ система.

Аннотация. На основе известных экспериментальных измерений дифференциальных сечений в функциях возбуждения упругого $p^{16}\text{O}$ -рассеяния в области углов 110° - 178° выполнен стандартный фазовый анализ при энергиях от 0.4 до 3.0 МэВ.

Введение. Переходя теперь к непосредственному описанию результатов нашего нового фазового анализа упругого $p^{16}\text{O}$ -рассеяния при энергиях 0.4–3.0 МэВ, напомним, что ранее мы уже выполняли фазовый анализ в системах $n^3\text{He}$ [1], $p^6\text{Li}$ [2], $n^{12}\text{C}$ [3], $p^{12}\text{C}$ [4], $^4\text{He}^4\text{He}$ [5], $^4\text{He}^{12}\text{C}$ [6], $p^{13}\text{C}$ [7], $p^{14}\text{C}$ [8] и $n^{16}\text{O}$ [9], причем, в основном при астрофизических энергиях. Для поиска данных по дифференциальным сечениям из разных работ мы использовали базу данных EXFOR [10]. Заметим, что в своих анализах мы использовали точные значения масс частиц, равные $M_p=1.00727646577\text{D}-000$ и $M_{16\text{O}}=15.994915\text{D}-000$ – они взяты из баз данных [11] и [12].

Фазовый анализ функций возбуждения

Как уже говорилось, в [13] выполнены измерения функций возбуждения при энергиях от 0.4 до 2 МэВ, однако, фазовый анализ этих экспериментальных данных не проводился. На рисунке 1 точками показаны результаты измерений, выполненных в этой работе при угле рассеяния 171.5° . На рисунке 2 кружками приведены результаты нашего фазового анализа, полученного на основе функций возбуждения [13].

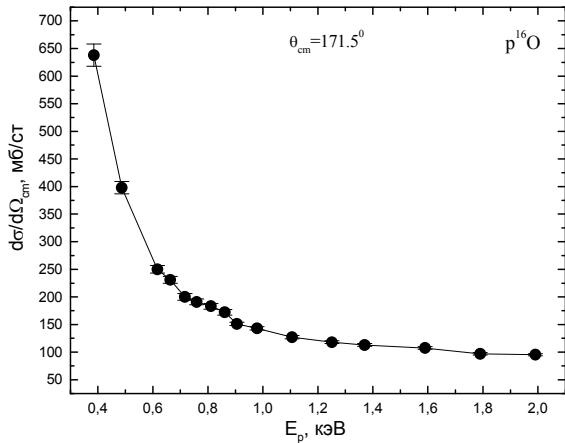


Рисунок 1 – Функции возбуждения упругого $p^{16}\text{O}$ -рассеяния при низких энергиях, полученные в работах [13]

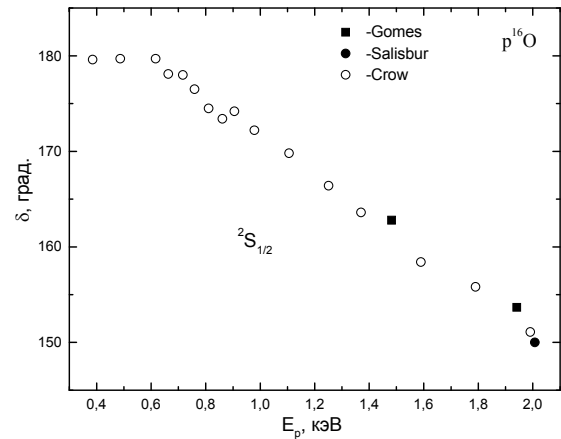


Рисунок 2 – Фазы упругого $p^{16}\text{O}$ -рассеяния, полученные нами из функций возбуждения работы [13]. Приведено сравнение с результатами фазовых анализов работ [14, 15] при энергии выше 1.5 МэВ

Значения сечений, вычисленные с такими фазами, приведены на рисунке 1 непрерывной кривой. На рисунке 3 приведены величины χ^2 с 10% экспериментальными ошибками для экспериментальных и расчетных сечений в функциях возбуждения [13].

Для сравнения на рисунке 2 показаны результаты фазовых анализов из работ [14] – точка при 2 МэВ и [15] – квадраты примерно при 1.5 и 2 МэВ. Из новых результатов, показанных на рисунке 2, хорошо видна форма $^2S_{1/2}$ -фазы рассеяния при самых низких энергиях, которые играют основную роль при рассмотрении термоядерных процессов радиационного захвата при астрофизических энергиях. Видно, что при энергии 0.6 МэВ и меньше эта фаза

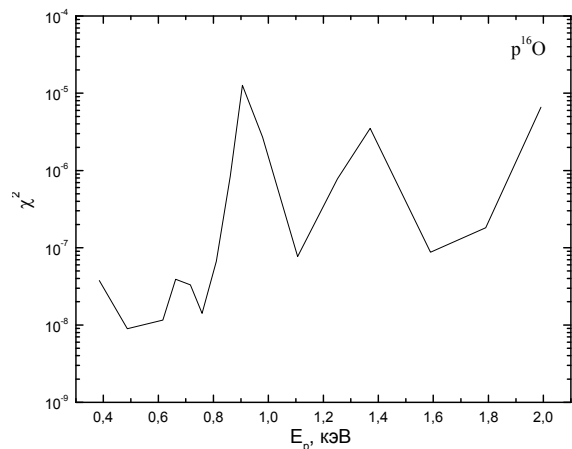


Рисунок 3 – Величина χ^2 , полученная с фазами рассеяний, показанными на рисунке 2, при описании экспериментальных функций возбуждения

практически равна 180° . При энергиях выше 1.5 МэВ наблюдается хорошее согласие с предыдущими результатами фазовых анализов. Отличие новых и старых результатов по фазам рассеяния, полученных в 60-х годах прошлого века, не превышает, по-видимому, $2-3^\circ$. Здесь можно заметить, что сами измерения дифференциальных сечений работы [13] были выполнены в середине 70-х годов XX века и мало отличаются от данных работ [14, 15].

Поскольку фазовый анализ выполняется по одной точке в сечениях, т.е. при одном значении сечения при заданной энергии, одна $S_{1/2}$ -фаза рассеяния находится полностью однозначно. Это демонстрирует величина χ^2 , показанная на рисунке 3, и находящаяся на уровне $10^{-5}-10^{-8}$. Она характеризует отличие экспериментального и рассчитанного с полученными фазами сечения в функциях возбуждения.

Далее рассмотрим результаты, получаемые в фазовом анализе, который выполнен на основе данных работы [16] в области энергий 1–3 МэВ при трех углах рассеяния 110° , 150° и 170° в лабораторной системе (л.с.) или 113.4° , 151.8° и 170.6° в центре масс (ц.м.). Результаты описания сечений для первого угла с полученными теоретическими фазами приведены на рисунке 4, а сами фазы показаны на рисунке 5. На рисунках 6 и 7 показаны аналогичные результаты для угла рассеяния 150° , а на рисунках 8 и 9 подобные результаты для угла 170° . При всех энергиях учитывалась только $S_{1/2}$ -фаза рассеяния при всех P -фазах равных нулю.

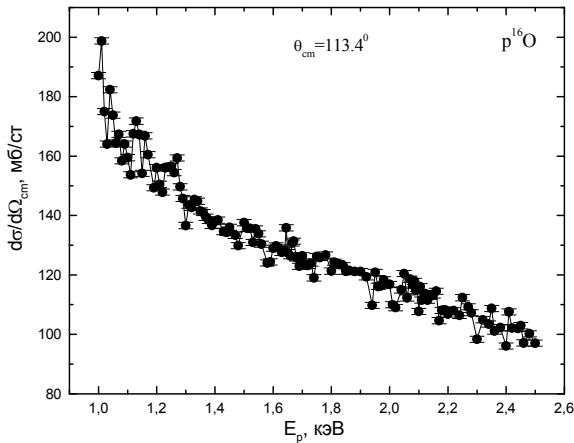


Рисунок 4 – Функции возбуждения упругого $p^{16}\text{O}$ -рассеяния при низких энергиях, полученные в работах [16]

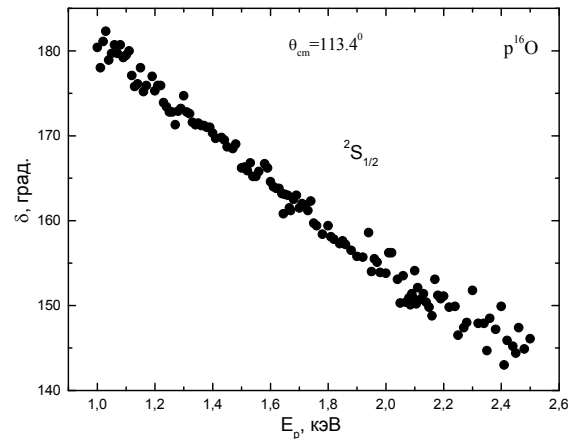


Рисунок 5 – Фазы упругого $p^{16}\text{O}$ -рассеяния, полученные нами из функций возбуждения работы [16]

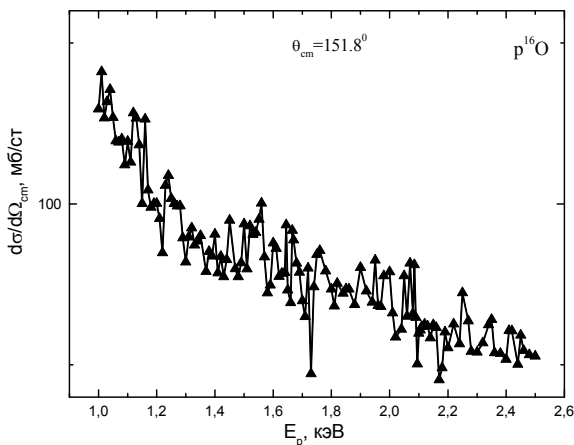


Рисунок 6 – Функции возбуждения упругого $p^{16}\text{O}$ -рассеяния при низких энергиях, полученные в работах [16]

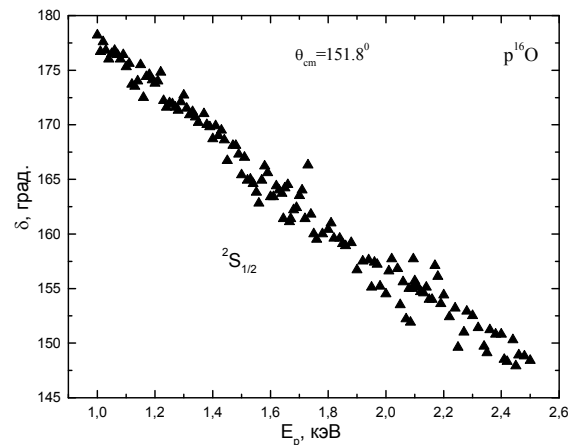


Рисунок 7 – Фазы упругого $p^{16}\text{O}$ -рассеяния, полученные нами из функций возбуждения работы [16]

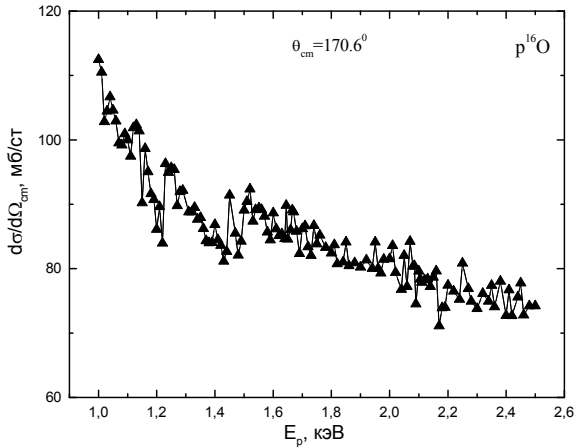


Рисунок 8 – Функции возбуждения упругого $p^{16}\text{O}$ -рассеяния при низких энергиях, полученные в работах [16]

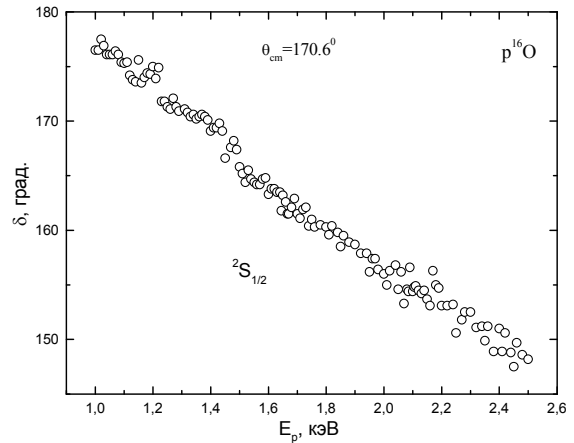


Рисунок 9 – Фазы упругого $p^{16}\text{O}$ -рассеяния, полученные нами из функций возбуждения работы [16]

Как видно из приведенных рисунков, при наличии одной $S_{1/2}$ -фазы рассеяния удается вполне правильно описать имеющиеся экспериментальные данные из работы [16] при всех энергиях и углах в $p^{16}\text{O}$ -рассеянии. Для примера, который демонстрирует качество описания эксперимента, на рисунках 10 и 11 показана величина χ^2 для двух углов рассеяния. Как видно из этих результатов, величина χ^2 не превышает 10^{-4} для каждой точки в функциях возбуждения работы [16]. Учет только одной $S_{1/2}$ -фазы рассеяния позволяет хорошо описать все данные по функциям возбуждения

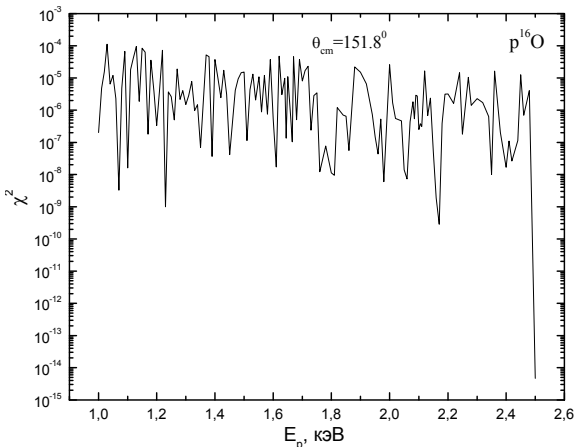


Рисунок 10 – Величина χ^2 , полученная с фазами рассеяния, показанными на рисунке 7, при описании экспериментальных функций возбуждения

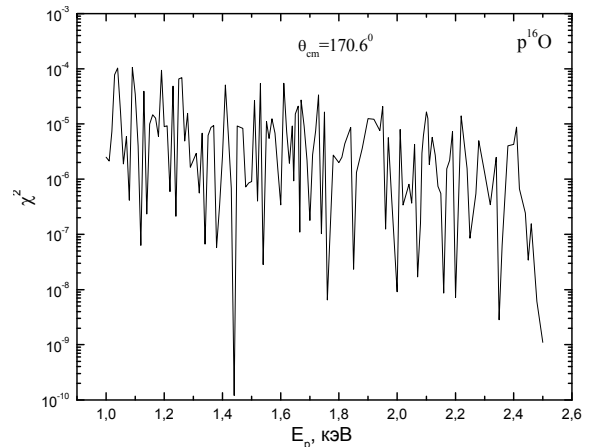
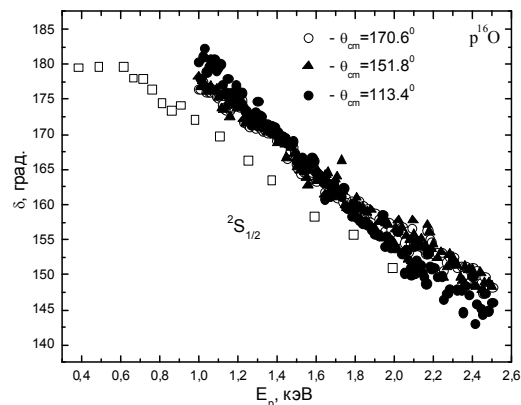


Рисунок 11 – Величина χ^2 , полученная с фазами рассеяния, показанными на рисунке 9, при описании экспериментальных функций возбуждения

Рисунок 12 – Фазы упругого $p^{16}\text{O}$ -рассеяния, полученные нами из функций возбуждения работы [16] при трех углах рассеяния в сравнении с результатами для работы [13] – открытые квадраты



из работы [16] до области резонанса 2.66 МэВ [17]. На следующем рисунке 12 приведены все фазы, полученные для указанных трех углов рассеяния в сравнении с результатами для работы [13]. Видно, что здесь наблюдается заметное различие между результатами фазовых анализов работа [13] и [16].

Таким образом, получены результаты фазового анализа для данных из нескольких работ при разных углах рассеяния в области энергий 0.4–2.5 МэВ. Видно, что результаты для фаз рассеяния, полученные на основе данных работы [13] опубликованной в 1975 г., расположены заметно ниже аналогичных результатов для работы [16], изданных в 1983 и 1993 г. соответственно. В следующей части данной статьи мы рассмотрим другие экспериментальные данные и результаты для фазового анализа, которые из них следуют.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Dubovichenko S.B. // Russ. Phys. J. - 2015. (в печати)
- [2] Dubovichenko S.B., Zazulin D.M. // Russ. Phys. J. - 2010. V.53. №5. - P.458.
- [3] Dubovichenko S.B. // Russ. Phys. J. - 2012. V.55 №5. - P.561.
- [4] Dubovichenko S.B. // Russ. Phys. J. - 2008. V.51. №11. - P.1136.
- [5] Dubovichenko S.B. // Phys. Atom. Nucl. - 2008. V.71. №1. - P.65.
- [6] Dubovichenko S.B. // Russ. Phys. J. - 2009. V.52. №7. - P.715.
- [7] Dubovichenko S.B. // Phys. Atom. Nucl. - 2012. V.75. №3. - P.285.
- [8] Dubovichenko S.B. // Russ. Phys. J. - 2015. (в печати)
- [9] Dubovichenko S.B. // Russ. Phys. J. - 2013. V.55. №9. - P.992.
- [10] <http://cdf.e.sinp.msu.ru/exfor/index.php> .
- [11] http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?mud|search_for=atomnuc! .
- [12] <http://cdf.e.sinp.msu.ru/cgi-bin/muh/radchartnucl.cgi?zmin=0&zmax=14&tdata=123456> .
- [13] Chow H.C., Griffithsa G.M., Hall T.H. The $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$ Direct Capture Cross Section with an Extrapolation to Astrophysical Energies // Can. J. Phys. -1975. V.53. – P.1672-1687.
- [14] Salisbury S.R. and Richards H.T. ^{17}F Level Parameters // Phys. Rev. - 1962. V.126. - P.2147-2158.
- [15] Gomes V., Douglas R.A., Polga T. and Sala O. The $E_p = 2.66$ MeV resonance in $^{16}\text{O}(p, p)^{16}\text{O}$ // Nucl. Phys. - 1965. V.A68. - P.417-425.
- [16] Amirikas R., Jamieson D.N. and Dooley S.P. Measurement of (p, p) elastic cross sections for C, O and Si in the energy range 1.0-3.5 MeV // Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. - 1993. V.B77. - P.110-116.
- [17] Tilley D.R., Weller H.R., Cheves C.M. // Nucl. Phys. - 1993. V.A564. - P.1-183.

REFERENCES

- [1] Dubovichenko S.B. Russ. Phys. J., 2015. (в печати)
- [2] Dubovichenko S.B., Zazulin D.M. Russ. Phys. J., 2010. V.53. №5. P.458.
- [3] Dubovichenko S.B. Russ. Phys. J., 2012. V.55 №5. P.561.
- [4] Dubovichenko S.B. Russ. Phys. J., 2008. V.51. №11. P.1136.
- [5] Dubovichenko S.B. Phys. Atom. Nucl., 2008. V.71. №1. P.65.
- [6] Dubovichenko S.B. Russ. Phys. J., 2009. V.52. №7. P.715.
- [7] Dubovichenko S.B. Phys. Atom. Nucl., 2012. V.75. №3. P.285.
- [8] Dubovichenko S.B. Russ. Phys. J., 2015. (в печати)
- [9] Dubovichenko S.B. Russ. Phys. J., 2013. V.55. №9. P.992.
- [10] <http://cdf.e.sinp.msu.ru/exfor/index.php> .
- [11] http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?mud|search_for=atomnuc! .
- [12] <http://cdf.e.sinp.msu.ru/cgi-bin/muh/radchartnucl.cgi?zmin=0&zmax=14&tdata=123456> .
- [13] Chow H.C., Griffithsa G.M., Hall T.H. The $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$ Direct Capture Cross Section with an Extrapolation to Astrophysical Energies. Can. J. Phys., 1975. V.53. P.1672-1687.
- [14] Salisbury S.R. and Richards H.T. ^{17}F Level Parameters. Phys. Rev., 1962. V.126. P.2147-2158.
- [15] Gomes V., Douglas R.A., Polga T. and Sala O. The $E_p = 2.66$ MeV resonance in $^{16}\text{O}(p, p)^{16}\text{O}$. Nucl. Phys., 1965. V.A68. P.417-425.
- [16] Amirikas R., Jamieson D.N. and Dooley S.P. Measurement of (p, p) elastic cross sections for C, O and Si in the energy range 1.0-3.5 MeV. Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res., 1993. V.B77. P.110-116.
- [17] Tilley D.R., Weller H.R., Cheves C.M. Nucl. Phys., 1993. V.A564. P.1-183.

ПРОТОНДАРДЫҢ ^{16}O -ГЕ СЕРПІМДІ ШАШЫРАУЫН ФАЗАЛЫҚ ТАЛДАУ. II

С. Б. Дубовиченко, А. В. Джазаиров-Кахраманов, А. С. Ткаченко

ҚР «Ұлттық ғарыштық зерттеулер мен технологиялар орталығы» В. Г. Фесенков атындағы
Астрофизикалық институты, Алматы, Қазақстан

Тірек сөздер: ядролық физика, серпімді шашырау, $p^{16}\text{O}$ жүйесі.

Аннотация. 110° - 178° бұрыштары аймағындағы серпімді $p^{16}\text{O}$ -шашырауды козу функцияларындағы дифференциалдық кималарды белгілі эксперименттік өлшеулердің негізінде 0.4 МэВ бастап 2.5 МэВ дейінгі энергияларда стандарттық фазалық талдау жасалды.

Поступила 15.15.2015 г.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 5, Number 303 (2015), 33 – 37

**PHASE SHIFTS ANALYSIS OF PROTONS ELASTIC SCATTERING
ON ^{16}O . III****S. B. Dubovichenko, A. V. Dzhazairov-Kakhramanov, A. S. Tkachenko**

V. G. Fessenkov Astrophysical institute «NCSRT» RK, Almaty, Kazakhstan.

E-mail: dubovichenko@gmail.com; albert-j@yandex.ru; hangovergoddess@gmail.com

Keywords: nuclear physics, elastic scattering, $p^{16}\text{O}$ system.**Abstract.** The standard phase shift analysis at energies from 0.4 to 3.0 MeV was carried out on the basis of known experimental measurements of the differential cross sections in the excitation functions of the elastic $p^{16}\text{O}$ scattering in the range of 110° - 178° .

УДК 52-48, 524, 539.14, 539.17

**ФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ
НА ^{16}O . III****С. Б. Дубовиченко, А. В. Джазаиров-Кахраманов, А. С. Ткаченко**

Астрофизический институт им. В.Г. Фесенкова «НЦКИТ» РК, Алматы, Казахстан

Ключевые слова: ядерная физика, упругое рассеяние, $p^{16}\text{O}$ система.**Аннотация.** На основе известных экспериментальных измерений дифференциальных сечений в функциях возбуждения упругого $p^{16}\text{O}$ -рассеяния в области углов 110° - 178° выполнен стандартный фазовый анализ при энергиях от 0.4 до 3.0 МэВ.**Введение.** Рассмотрим теперь более новые экспериментальные данные с функциями возбуждения [1] и выполним их фазовый анализ. Далее будут использованы не только функции возбуждения, но и некоторые результаты по измерению дифференциальных сечений в угловых распределениях [2].**Фазовый анализ функций возбуждения и угловых распределений**

В работе [1] выполнены измерения функций возбуждения при энергиях от 0.6 до 2.5 МэВ, однако, фазовый анализ этих экспериментальных данных не проводился. На рисунке 1 точками показаны результаты измерений, выполненных в этой работе при угле рассеяния 140° в лаб. сист. или 142.3° в центре масс. На рисунке 2 треугольниками приведены результаты нашего фазового анализа, полученного на основе функций возбуждения [1]. Значения сечений, вычисленные с такими фазами, приведены на рисунке 1 непрерывной кривой. И наконец, на рисунке 3 приведены величины χ^2 для экспериментальных и расчетных сечений в функциях возбуждения [1], которые находятся на уровне 10^{-7} .

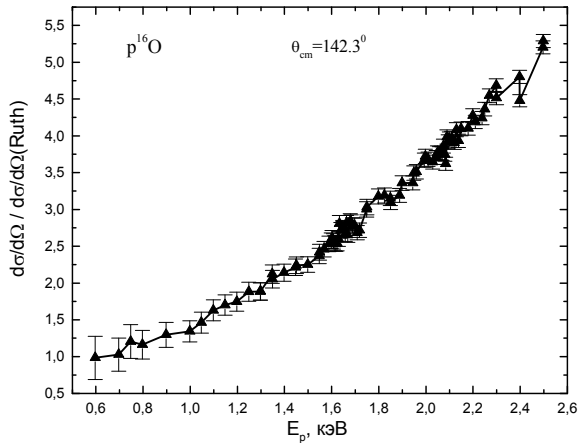


Рисунок 1 – Функции возбуждения упругого $p^{16}\text{O}$ -рассеяния при низких энергиях, полученные в работах [1]

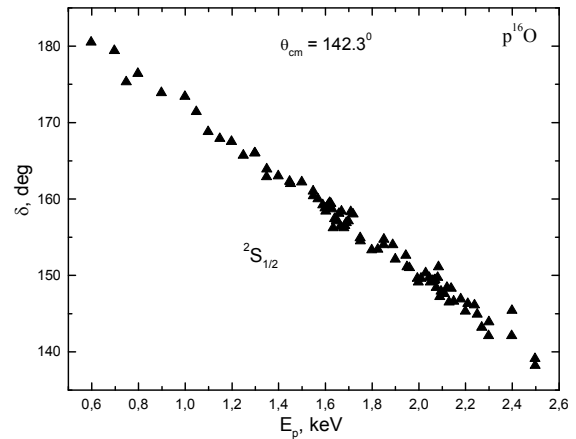


Рисунок 2 – Фазы упругого $p^{16}\text{O}$ -рассеяния, полученные нами из функций возбуждения работы [1]

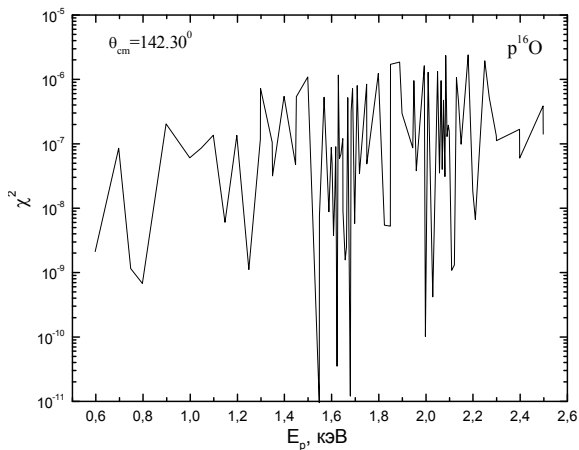


Рисунок 3 – Величина χ^2 , полученная с фазами рассеяния, показанными на рисунке 2, при описании экспериментальных функций возбуждения

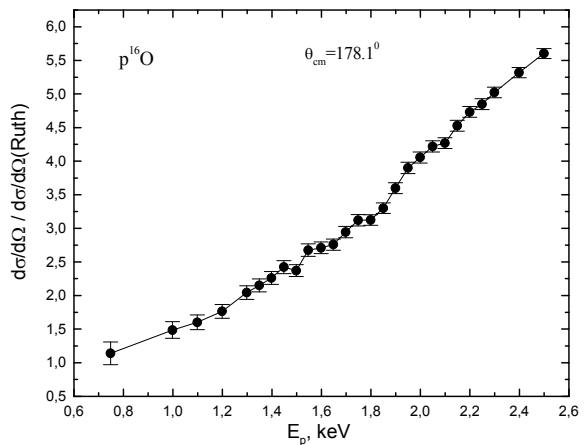


Рисунок 4 – Функции возбуждения упругого $p^{16}\text{O}$ -рассеяния при низких энергиях, полученные в работах [1]

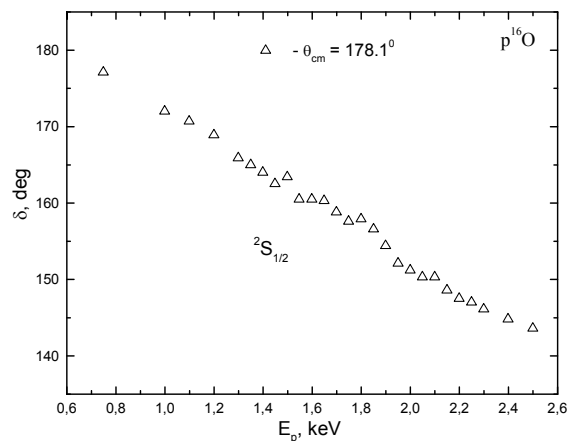


Рисунок 5 – Фазы упругого $p^{16}\text{O}$ -рассеяния, полученные нами из функций возбуждения работы [1]

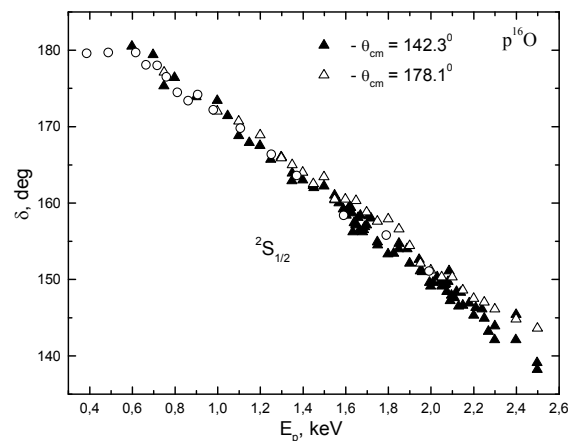


Рисунок 6 – Фазы упругого $p^{16}\text{O}$ -рассеяния, полученные нами из функций возбуждения работы [1] при углах 140° и 178° в сравнении с результатами, полученными для работы [3], показанными открытыми кружками для угла рассеяния 171.5°

Из полученных нами результатов видна форма $^2S_{1/2}$ -фазы рассеяния при самых низких энергиях, которая превышает 180° на 2° – 3° . Напомним, что поскольку фазовый анализ выполняется по одной точке в сечениях, т.е. при одном значении сечения при заданной энергии $S_{1/2}$ -фаза рассеяния находится полностью однозначно. Это демонстрирует величина χ^2 , показанная на рисунке 3, и находящаяся на уровне 10^{-7} – 10^{-15} . Она показывает отличие экспериментального и рассчитанного с полученными фазами сечения в функциях возбуждения. Полностью аналогичные результаты показаны на рисунках 4, 5 для функций возбуждения [1] при угле рассеяния 178° вл.с. или 178.1° в ц.м. А на рисунке 6 показаны фазы для обоих углов рассеяния в сравнении с результатами, полученными нами для данных из работы [3] и приведенными во второй части данной статьи. Из этого рисунка видно, что наблюдается более хорошее согласие между результатами, полученными в 1975 г. [3] и более новыми данными [1] опубликованными в 2002 г. В предыдущей части данной работы было продемонстрировано большее расхождение фаз, полученных на основе результатов работы [3] и на основе данных 1983 г. [4] и 1993 г. [5].

Далее рассмотрим результаты, получаемые в фазовом анализе, который выполнен на основе угловых распределений работы [2] в области энергий 1.5–3 МэВ (исключая область резонанса при 2.663 МэВ [6]) при 4-х энергиях рассеяния в области углов 20° – 160° . Результаты описания сечений с полученными теоретическими фазами приведены на рисунках 7–10, а сами фазы показаны на рисунке 11 в сравнении с данными, приведенными в работах [2, 7-].

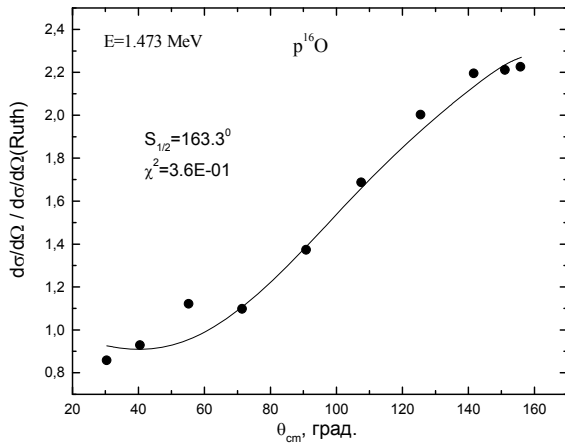


Рисунок 7 – Угловые распределения упругого $p^{16}\text{O}$ -рассеяния при низких энергиях, полученные в работах [2]

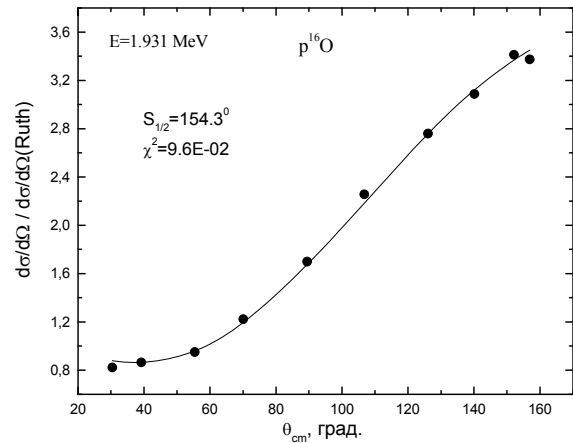


Рисунок 8 – Угловые распределения упругого $p^{16}\text{O}$ -рассеяния при низких энергиях, полученные в работах [2]

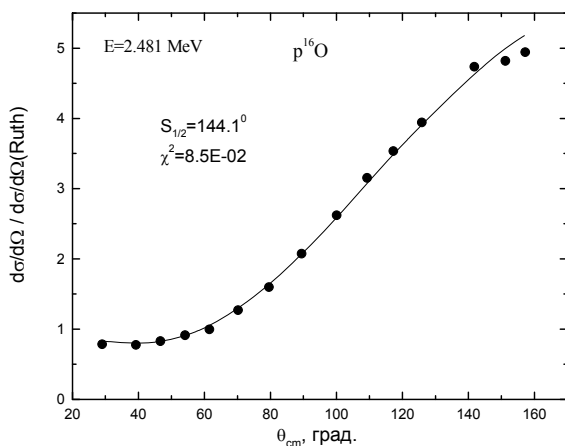


Рисунок 9 – Угловые распределения упругого $p^{16}\text{O}$ -рассеяния при низких энергиях, полученные в работах [2]

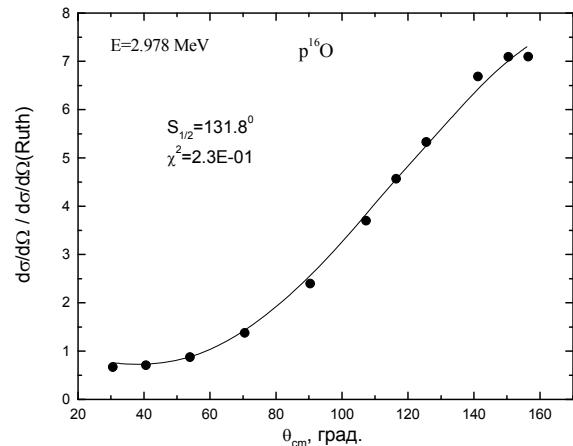


Рисунок 10 – Угловые распределения упругого $p^{16}\text{O}$ -рассеяния при низких энергиях, полученные в работах [2]

Из приведенных результатов видно, что только для энергии 2.978 МэВ фаза, приведенная в [2] и полученная нами, отличается на $2-3^\circ$, а для трех других энергиях совпадение находится на уровне 1° . Данные при энергиях 2.652, 2.660 и 2.668 МэВ, попадающие в область резонанса, мы не рассматриваем, поскольку результаты для них получены в работе [2].

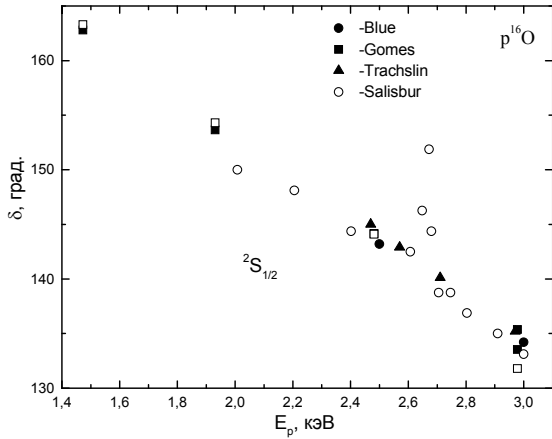


Рисунок 11 – Фазы упругого $p^{16}\text{O}$ -рассеяния, полученные нами (открытые квадраты) из угловых распределений работы [2] в сравнении с данными работ [2, 7-9]

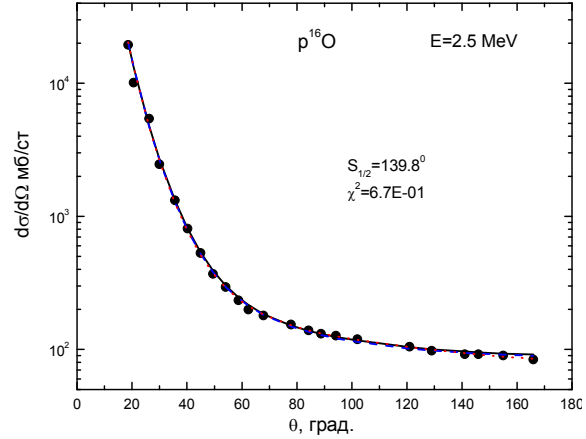


Рисунок 12 – Угловые распределения упругого $p^{16}\text{O}$ -рассеяния при низких энергиях, полученные в работах [8]

Приведем еще один результат для угловых распределений из работы [8] при энергии 2.5 МэВ. На рисунке 12 точками показаны дифференциальные сечения, измеренные в угловых распределениях, а черной непрерывной кривой показаны наши результаты вычисления этих сечений с найденными фазами. Величина χ^2 , равная 0.67 с 10% экспериментальными ошибками, получена нами при учете только одной $S_{1/2}=139.8^\circ$ фазы рассеяния. Если добавить в анализ $P_{1/2}$ -фазу рассеяния, получим $\chi^2=0.58$ с фазами: $S_{1/2}=140.3$, $P_{1/2}=5.5$ в градусах. Если учесть еще $P_{3/2}$ -фазу, находим $\chi^2=0.569$ с фазами: $S_{1/2}=139.70$, $P_{1/2}=7.69$, $P_{3/2}=-1.42$ в градусах. В самой работе [8] также был выполнен фазовый анализ и для этой энергии получены следующие фазы в градусах: $S_{1/2}=143.2$, $P_{1/2}=2.0$, $P_{3/2}=2.2$, $D_{3/2}=3.2$, $D_{5/2}=-1.6$. Заметим, что значение χ^2 в самой статье не приводится. С такими фазами в наших расчетах найдена величина $\chi^2=0.621$, а результаты для сечений приведены на рис.12 синей пунктирной кривой.

Если выполнить варьирование фаз, приведенных в работе [8], получается $\chi^2=0.566$ с фазами: $S_{1/2}=141.65$, $P_{1/2}=-4.52$, $P_{3/2}=5.77$, $D_{3/2}=2.58$, $D_{5/2}=-1.49$ в градусах. Сечение рассеяния с такими фазами показано на рисунке 12 красной точечной кривой, хотя заметную разницу между этими тремя кривыми на рисунке 12 можно хорошо увидеть только при большом увеличении. Из этого рисунка и приведенных выше результатов видно, что учет D -фаз практически не меняет величины χ^2 , однако сами значения фаз несколько изменяются.

В заключение нужно напомнить, что в своих анализах мы использовали точные значения масс частиц, равные $M_p = 1.00727646577\text{D}-000$ и $M_{16\text{O}} = 15.994915\text{D}-000$, они были взяты из баз данных [10] и [11].

Таким образом, в данных статьях приведены результаты фазового анализа для экспериментальных данных из нескольких работ при разных энергиях и углах рассеяния. Проверена точность некоторых результатов из работ [2] и [8]. Получены новые результаты для $S_{1/2}$ -фазы рассеяния из фазового анализа при использовании данных нескольких работ в области энергий 0.4–3 МэВ. Результаты выполненного фазового анализа, т.е. фаз упругого $p^{16}\text{O}$ -рассеяния, и данные о резонансах ядра ^{17}F [6], позволят в будущем параметризовать межкластерные потенциалы взаимодействия для процессов рассеяния в нерезонансной $^2S_{1/2}$ -волне. Такие потенциалы, в свою очередь, могут использоваться далее при выполнении некоторых расчетов для различных астрофизических задач, 27 из которых рассмотрено, например, в книгах [12-14].

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Ramos A.R. et al. Measurement of (p,p) elastic differential cross-sections for carbon, nitrogen, oxygen, aluminium and silicon in the 500–2500 keV range at 140_ and 178_ laboratory scattering angles // Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. - 2002. V.B190. - P.95-99.
- [2] Gomes V., Douglas R.A., Polga T. and Sala O. The $E_p = 2.66$ MeV resonance in $^{16}\text{O}(p, p)^{16}\text{O}$ // Nucl. Phys. - 1965. V.A68. - P.417-425.
- [3] Chow H.C., Griffithsa G.M., Hall T.H. The $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$ Direct Capture Cross Section with an Extrapolation to Astrophysical Energies // Can. J. Phys. - 1975. V.53. - P.1672-1687.
- [4] Braun M., Fried T. Elastic backscattering cross section of proton on Oxygen // Z. Phys. -1983. V.A311. - P.173-175.
- [5] Amirikas R., Jamieson D.N. and Dooley S.P. Measurement of (p, p) elastic cross sections for C, O and Si in the energy range 1.0-3.5 MeV // Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. - 1993. V.B77. - P.110-116.
- [6] Tilley D.R., Weller H.R., Cheves C.M. // Nucl. Phys. - 1993. V.A564. - P.1-183.
- [7] Salisbury S.R. and Richards H.T. ^{17}F Level Parameters // Phys. Rev. - 1962. V.126. - P.2147-2158.
- [8] Blue R.A. and Haerberli W. Polarization of Protons Elastically Scattered by Oxygen // Phys. Rev. - 1965. V.137. №2B. - P.B284-B293.
- [9] Trachslin W. and Brown L. Polarization and phase shifts in $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$ and $^{16}\text{O}(p,p)^{16}\text{O}$ from 1.5 and 3 MeV // Nucl. Phys. - 1967. V.A101. - P.273-287.
- [10] http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?mud|search_for=atomnuc! .
- [11] <http://cdfc.sinp.msu.ru/cgi-bin/muh/radchartnucl.cgi?zmin=0&zmax=14&tdata=123456>.
- [12] Дубовиченко С.Б. Термоядерные процессы Вселенной. Изд. 2-е. Серия «Казахстанские космические исследования. Т.7». Алматы: А-три, 2011. - 402 с.; <http://xxx.lanl.gov/abs/1012.0877>.
- [13] Dubovichenko S.B. Thermonuclear Processes of the Universe. – New-York: NOVA Sci. Publ. (USA), 2012. – 194 p.; https://www.novapublishers.com/catalog/product_info.php?products_id=31125.
- [14] Dubovichenko S.B. Primordial nucleosynthesis of the Universe. Fourth Edit., revised and expanded. Germany. Saarbrucken: Lambert AcaD. Publ. GmbH&Co. KG, 2014. – 668 p.

REFERENCES

- [1] Ramos A.R. et al. Measurement of (p,p) elastic differential cross-sections for carbon, nitrogen, oxygen, aluminium and silicon in the 500–2500 keV range at 140_ and 178_ laboratory scattering angles. Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res., 2002. V.B190. P.95-99.
- [2] Gomes V., Douglas R.A., Polga T. and Sala O. The $E_p = 2.66$ MeV resonance in $^{16}\text{O}(p, p)^{16}\text{O}$. Nucl. Phys., 1965. V.A68. P.417-425.
- [3] Chow H.C., Griffithsa G.M., Hall T.H. The $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$ Direct Capture Cross Section with an Extrapolation to Astrophysical Energies. Can. J. Phys., 1975. V.53. P.1672-1687.
- [4] Braun M., Fried T. Elastic backscattering cross section of proton on Oxygen. Z. Phys., 1983. V.A311. P.173-175.
- [5] Amirikas R., Jamieson D.N. and Dooley S.P. Measurement of (p, p) elastic cross sections for C, O and Si in the energy range 1.0-3.5 MeV. Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res., 1993. V.B77. P.110-116.
- [6] Tilley D.R., Weller H.R., Cheves C.M. Nucl. Phys., 1993. V.A564. P.1-183.
- [7] Salisbury S.R. and Richards H.T. ^{17}F Level Parameters. Phys. Rev., 1962. V.126. P.2147-2158.
- [8] Blue R.A. and Haerberli W. Polarization of Protons Elastically Scattered by Oxygen. Phys. Rev., 1965. V.137. №2B. P.B284-B293.
- [9] Trachslin W. and Brown L. Polarization and phase shifts in $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$ and $^{16}\text{O}(p,p)^{16}\text{O}$ from 1.5 and 3 MeV. Nucl. Phys., 1967. V.A101. P.273-287.
- [10] http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?mud|search_for=atomnuc! .
- [11] <http://cdfc.sinp.msu.ru/cgi-bin/muh/radchartnucl.cgi?zmin=0&zmax=14&tdata=123456> .
- [12] Dubovichenko S.B. Thermonuclear processes of the Universe. Second edition, revised and updated. Series “Kazakhstan space research” V.7. Almaty: A-tri, 2011. P. 402.; arXiv:1012.0877 [nucl-th]. (in Russian).
- [13] Dubovichenko S.B. Thermonuclear Processes of the Universe. New-York: NOVA Sci. Publ. (USA), 2012. P.194.; https://www.novapublishers.com/catalog/product_info.php?products_id=31125.
- [14] Dubovichenko S.B. Primordial nucleosynthesis of the Universe. Fourth Edit., revised and expanded. Germany. Saarbrucken: Lambert AcaD. Publ. GmbH&Co. KG, 2014. P. 668.

ПРОТОНДАРДЫҢ ^{16}O -ГЕ СЕРПІМДІ ШАШЫРАУЫН ФАЗАЛЫҚ ТАЛДАУ. III

С. Б. Дубовиченко, А. В. Джазаиров-Кахраманов, А. С. Ткаченко

ҚР «Ұлттық ғарыштық зерттеулер мен технологиялар орталығы» В. Г. Фесенков атындағы
Астрофизикалық институты, Алматы, Қазақстан**Тірек сөздер:** ядролық физика, серпімді шашырау, $p^{16}\text{O}$ жүйесі.**Аннотация.** 110° - 178° бұрыштары аймағындағы серпімді $p^{16}\text{O}$ -шашырауды қозу функцияларындағы дифференциалдық қималарды белгілі эксперименттік өлшеулердің негізінде 0.4 МэВ бастап 2.5 МэВ дейінгі энергияларда стандарттық фазалық талдау жасалды.

Поступила 15.15.2015 г.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 5, Number 303 (2015), 38 – 43

RESULTS OF THE SPECTRAL AND PHOTOMETRIC OBSERVATIONS OF RS Ophiuchi

L. Kondratyeva, F. Rspaev, Y. Aimuratov

Fessenkov Astrophysical Institute, Almaty, Kazakhstan.

E-mail: lu_kondr@mail.ru

Key words: variable stars, recurrent Novae, emission spectra, photometry, individual objects- RS Oph.

Abstract. Spectral and photometric observations of the object RS Oph were carried out in Fessenkov Astrophysical Institute in 2009–2014. The object is classified as a recurrent Nova, the last active stage was observed in February, 2006. Now the object is in the quiet stage. Its brightness varies within $0^m.5$ in B and V filters, and the – values don't not fall below $11^m.3$. Significant spectral changes of RS Oph are registered. So, during the last five years the absolute fluxes of H I, He I and Fe II emission lines have decreased by a factor of 2–4. Continuous changes of the emission profiles are observed. Average half widths of the lines (FWHM) equal to 210 ± 10 km/sec for H β and 230 ± 10 km/sec for H α . The V/R ratio changes from 0.4 up to 0.8. The broad wings of H α are registered on some spectrograms. Their extension varies from date to date, an average width for zero level of intensity equals to ~ 3000 km/sec. It is possible to assume that emission lines of hydrogen and helium are formed in the envelope, rather closed to the hot component, and the wide wings may to arise under the action of stellar wind from accretion disc. Thus, even in the quiet stage of the given object the active processes in accretion disc take place and they influence on the physical conditions in the surrounding gaseous envelope.

УДК 524.335

РЕЗУЛЬТАТЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ RS Ophiuchi

Л. Н. Кондратьева, Ф. К. Рспаев, Е. К. Аймуратов

ДТОО «Астрофизический Институт им. Фесенкова», Алматы, Казахстан

Ключевые слова: переменные звезды; рекуррентные новые, эмиссионные спектры, фотометрия, индивидуальные объекты – RS Oph.

Аннотация. Спектральные и фотометрические наблюдения объекта RS Oph проводились в Астрофизическом Институте им. Фесенкова в 2009–2014 гг. Объект является рекуррентной Новой, его последняя активная фаза наблюдалась в феврале 2006 г. В настоящее время объект находится в «спокойной» стадии. Его блеск меняется в пределах $0^m.5$ в B и V фильтрах, при этом значения V величины не опускались ниже $11^m.3$. Отмечена значительная спектральная переменность RS Oph. Так, в течение последних 5 лет потоки излучения в линиях H I, He I и Fe II уменьшились в 2–4 раза. Наблюдаются постоянные изменения формы профилей. Средняя полуширина линий (FWHM) составляет 210 ± 10 км/с для H β и 230 ± 10 км/с для H α . Отношение V/R меняется от 0.4 до 0.8. На некоторых спектрограммах в профилях линии H α регистрируются широкие крылья. Их протяженность меняется от даты к дате, в среднем ширина на уровне нулевой интенсивности составляет ~ 3000 км/с. Можно предположить, что эмиссионные линии водорода и гелия образуются

в оболочке, в непосредственной близости от горячей компоненты, а широкие крылья могут формироваться под действием звездного ветра аккреционного диска. Таким образом, даже вневысшышечная стадия данного объекта отличается активными процессами, происходящими в аккреционном диске и влияющими на физическое состояние окружающей газовой оболочки.

Введение. RS Oph является карликовой рекуррентной (повторной) Новой [1]. Объекты данного класса отличаются тем, что время от времени они испытывают быстрые подъемы блеска, по амплитуде сравнимые со вспышками Новых. Но в отличие от последних, подобные события в жизни рекуррентных Новых происходят неоднократно. Впервые RS Oph проявила себя, как Новая в 1907 г. [1], затем последовал ряд вспышек 1933 [2], 1958 [3], 1985 [4]. Далее, в течение 21 года звезда пребывала в «спокойном» состоянии и только в феврале 2006 г. было зарегистрировано новое повышение блеска на 6^m за 2 дня [5]. Наблюдения, выполненные в то время в ультрафиолетовом диапазоне (Chandra and XMM-Newton), показали присутствие горячего газа с температурой $(0.2-7)10^{11}$ К. Радионаблюдения, проведенные в течение первых 13 дней после вспышки с Very Long Baseline Interferometry (VLBI), выявили присутствие сферической оболочки, расширяющейся со скоростью порядка 1000–2000 км/с. Со временем структура оболочки начала приобретать все более сложный биполярный характер [6].

Как правило, считается, что вспышки рекуррентных Новых обусловлены термоядерными взрывами вещества, которое из атмосферы красного гиганта переносится и накапливается на поверхности белого карлика или в его аккреционном диске. Вследствие коллимации потоков газа под влиянием магнитных полей может происходить формирование биполярных джетов. Возможно, также, что для образования джетов достаточно неоднородного распределения вещества ветра красного гиганта, а именно его преимущественного скопления в экваториальной плоскости [9].

Активные процессы, связанные со вспышкой рекуррентных Новых, и, в частности, RS Oph, проявляются, в основном, в виде значительных изменений потоков излучения в ультрафиолетовом, оптическом и рентгеновском диапазонах. Так, в оптическом спектре RS Oph во время вспышки наблюдались колебания уровня непрерывного спектра и появление линий высокого возбуждения: [OIII], [NII], NIII. Блеск RS Oph вернулся к «нормальному» состоянию только через 300 дней после вспышки 2006 г. В этот период в спектре были зафиксированы линии и полосы поглощения позднего типа, образующиеся в атмосфере красного гиганта, а также эмиссионные линии H β , HeI и [OI], излучаемые внутренними зонами образовавшейся газовой оболочки [8, 9].

1. Фотометрические наблюдения и обработка результатов. В Астрофизическом Институте исследования RS Oph проводились в 2009–2014 гг. Фотометрические наблюдения выполнялись в V V R полосах на двух телескопах АФИФ. Использовались 1-метровый рефлектор фирмы Карл-Цейсс Йена и телескоп АЗТ-8 с диаметром зеркала 70 см. Приемниками излучения служили ПЗС матрицы ST-7 (765x510, 9 мк) и ST-8 (1530x1020, 9 мк). Набор BVR с фильтров создавал полосы пропускания, соответствующие стандартной фотометрической системе Джонсона-Моргана-Кузинса. Для каждого объекта подбирались стандарты аналогичного спектрального класса. Для RS Oph в качестве фотометрических стандартов использовались звезды HD 157841, HD 166662 и HD 167450. Проводилась коррекция получаемых изображений с учетом "плоского поля", темного фона и атмосферной экстинкции. Для измерения звездных изображений использовался стандартный пакет Maxim DL5. Результаты наших наблюдений приведены в таблице 1.

Прежде всего, следует отметить, что с самого начала наших наблюдений объект был значительно ярче, чем можно было ожидать, так как по данным [10], его блеск в «спокойной» стадии колебался в пределах: $V = 11^m.3 - 12^m.0$.

На рисунке 1 проиллюстрировано поведение блеска RS Oph, начиная с момента его последней вспышки (по данным из работы [8]) до настоящего времени. С 2012 г. наблюдается небольшое ослабление блеска, хотя его средний уровень остается достаточно высоким. Можно предположить, что причина наблюдаемых колебаний кроется в переменности белого карлика или его аккреционного диска.

Таблица 1 – Фотометрические данные для объекта RS Oph

Дата наблюдений	JD 2400000+	B mag	Vmag	Rmag
1	2	3	4	5
23.07.2009	55036.469	12.31±0.02	11.18±0.01	9.90±0.01
24.07.2009	55037.438	12.16±0.01	11.04±0.01	9.79±0.01
14.08.2009	55058.381	12.08±0.01	10.85±0.01	9.60±0.01
22.08.2009	55066.373	12.07±0.02	10.85±0.01	9.60±0.01
28.08.2009	55072.381	12.01±0.02	10.84±0.02	9.60±0.03
24.07.2011	55767.390	12.33±0.02	10.89±0.01	9.66±0.01
27.07.2011	55770.392	12.23±0.03	10.89±0.01	9.66±0.01
06.08.2011	55780.396	12.06±0.01	10.84±0.01	9.54±0.01
18.06.2012	56097.498	12.62±0.02	11.06±0.01	9.57±0.03
22.06.2012	56101.373	12.63±0.03	11.16±0.01	9.72±0.02
21.07.2012	56130.438	12.77±0.02	11.44±0.02	10.07±0.03
07.06.2013	56431.317	12.42±0.04	11.01±0.02	9.67±0.01
07.06.2013	56431.258	12.43±0.02	11.09±0.01	9.66±0.03
02.07.2013	56475.667	12.36±0.04	11.14±0.02	9.78±0.02
31.05.2014	56809.292	12.55±0.04	11.34±0.02	9.87±0.02
04.06.2014	56813.333	12.58±0.02	11.24±0.01	8.86±0.02
28.06.2014	56837.313	12.49±0.05	11.22±0.02	9.95±0.03
25.07.2014	56864.167	12.32±0.04	11.02±0.01	8.78±0.03

В столбцах таблицы даны: 1, 2 – дата и юлианская дата наблюдений, 3–5 – блеск объекта в звездных величинах в полосах B V R.

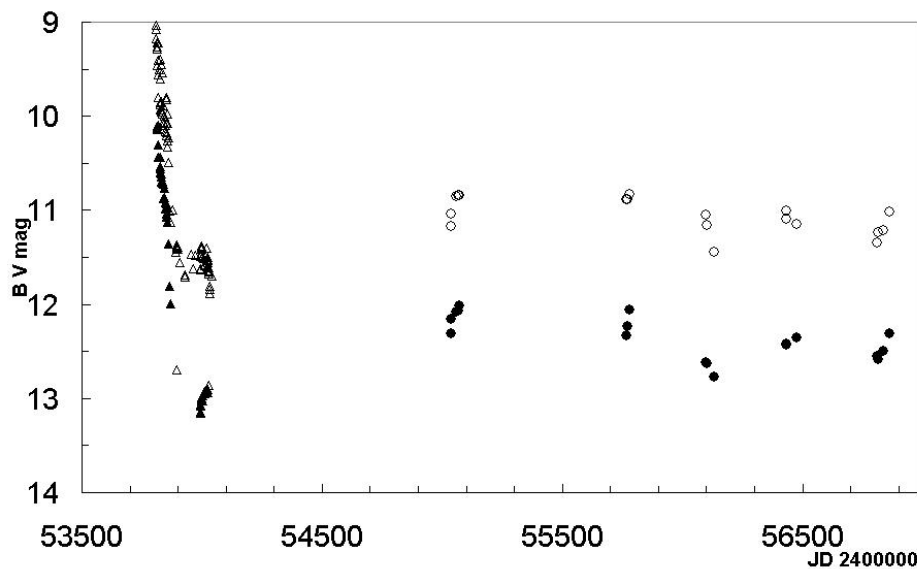


Рисунок 1 – Фотометрические данные для RS Oph. Ось X – юлианские даты, ось Y – B и V величины. Наши данные: B – кружки и V – колечки. Треугольники соответствуют данным из работы [8]

2. Спектральные наблюдения и обработка результатов. Спектрограммы объекта получены на щелевых спектрографах, оборудованных ПЗС-камерами ST-8 (1530×1020, 9 μm). Первый спектрограф (UAGS) установлен в кассегреневском фокусе 1-м телескопа. Рабочая ширина входной щели 0.2 мм или 3" в проекции на небо, длина щели ≈ 100". Спектрограммы с дисперсией 0.5Å/пиксель охватывают ~ 800Å. Наблюдения проводились в двух спектральных диапазонах:

$\lambda 4400\text{--}5100\text{\AA}$ и $\lambda 6100\text{--}6900\text{\AA}$. Второй спектрограф установлен в касегреновском фокусе телескопа АЗТ-8. Размеры входной щели соответствовали $4'' \times 150''$. Спектрограммы с дисперсией $0.75\text{\AA}/\text{пиксель}$ покрывают $\sim 1200\text{\AA}$. Процедура обработки спектрограмм состояла из стандартных операций вычитания темнового тока, учета влияния атмосферной экстинкции и спектральной

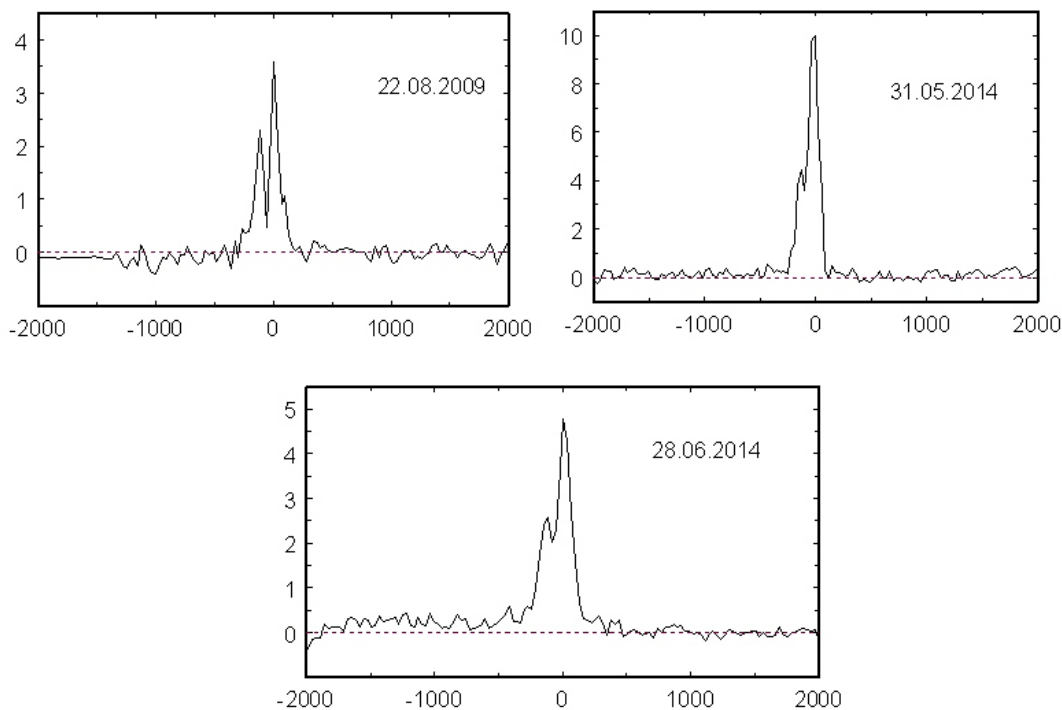


Рисунок 2 – Профили H β в спектре RS Orh. Ось X – шкала лучевых скоростей (км/с).
Ось Y – нормализованная интенсивность: $(I_{\lambda} - I_{\text{cont}})/I_{\text{cont}}$

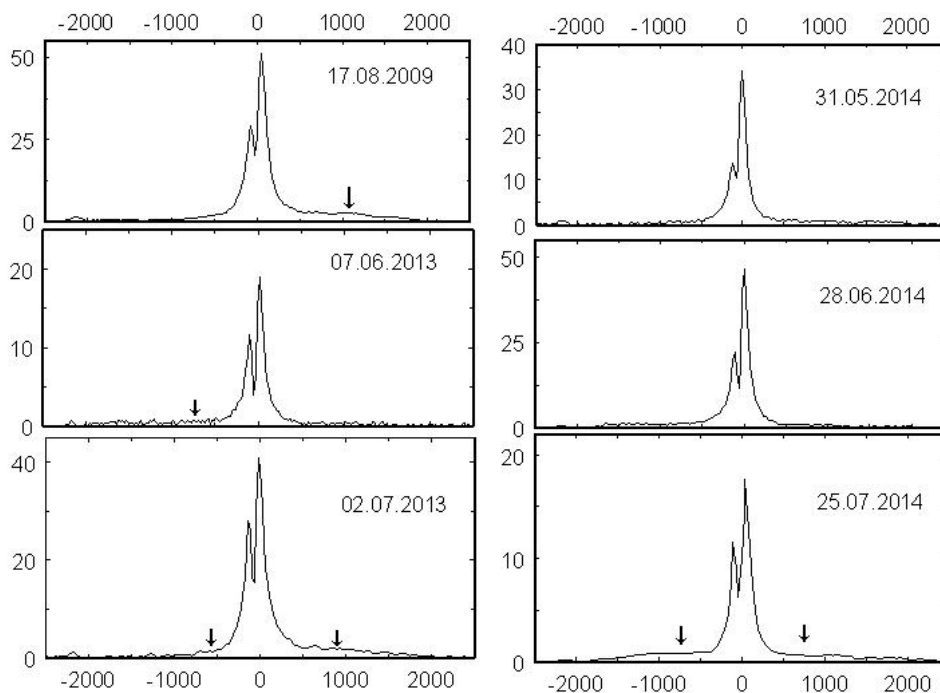


Рисунок 3 – Профили H α в спектре RS Orh. Ось X – шкала лучевых скоростей (км/с).
Ось Y – нормализованная интенсивность: $(I_{\lambda} - I_{\text{cont}})/I_{\text{cont}}$. Стрелками указано положение широких крыльев

чувствительности аппаратуры. Одновременно с исследуемым объектом выполнялись наблюдения стандартной звезды HD 159975 с известным распределением энергии в спектре [11]. Спектрограммы, полученные с широкой щелью, использовались для определения спектральной чувствительности аппаратуры, а также для абсолютной калибровки потоков излучения.

В спектре объекта наблюдаются эмиссионные линии H β , HeI и FeII. Профили H β и H α разделены узкой линией поглощения (рисунки 2 и 3). Отмечаются постоянные изменения формы профилей. Средняя полуширина линий (FWHM) составляет 210 ± 10 км/с для H β и 230 ± 10 км/с для H α . Отношение V/R меняется от 0.4 до 0.8. На некоторых спектрограммах в профилях линии H α наблюдаются широкие крылья. Их протяженность меняется от даты к дате, в среднем ширина при нулевой интенсивности составляет ~ 3000 км/с.

Результаты измерения абсолютных потоков излучения эмиссионных линий приводятся в таблице 2. Можно заметить, что, на фоне отдельных колебаний потоков, проявляется тенденция к постепенному уменьшению их величины.

Таблица 2 – Характеристики эмиссионных линий в спектре RS Oph

Дата	JD 2400000	H β		FeII,4924		H α		HeI,6678	
		F $\cdot 10^{-12}$	EW	F $\cdot 10^{-13}$	EW	F $\cdot 10^{-11}$	EW	F $\cdot 10^{-13}$	EW
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
22.07.2009	55035.208					9.82	174	2.03	3.3
23.07.2009	55036.229	4.92	65	4.07	4.2	9.72	175		
17.08.2009	55061.158			4.10	4.1	2.83	85	1.65	4.3
22.08.2009	55066.154	3.86	19						
18.06.2012	56097.258	2.04	26	2.71	3.6				
07.06.2013	56431.367	2.00	31	2.70	3.8	2.79	136	5.75	3.0
02.07.2013	56476.233					0.92	88	0.95	0.9
31.05.2014	556809.27	2.02	34	3.15	3.8	0.92	89	4.78	3.7
28.06.2014	56837.275	1.89	22	1.89	2.2	1.91	129	3.62	3.3
25.07.2014	56864.156					2.08	115	2.18	1.2

В столбцах таблицы даны: 1, 2 – даты и юлианские даты; 3, 5, 7, 9 – абсолютные потоки в эрг/см²с; 4, 6, 8, 10 – эквивалентные ширины в ангстремах.

Закключение. Проведенные нами фотометрические исследования свидетельствуют о том, что объект RS Oph действительно пребывает в «спокойной» стадии. Отмечаются колебания блеска в пределах $0^m.5$, и в целом значения V величины не опускались ниже $11^m.3$. В спектре объекта наблюдаются постоянные изменения формы профилей, потоков излучения, эквивалентных ширин. Можно ожидать, что эмиссионные линии водорода и гелия образуются в оболочке, в непосредственной близости от горячей компоненты, а широкие крылья, протяженностью от -2000 до $+2000$ км/с могут формироваться под действием звездного ветра аккреционного диска [12]. Отдельные слабые эмиссионные компоненты со скоростями ~ 1200 км/с, расположенные симметрично относительно центральной линии, были обнаружены в 2004 г. на фоне широких крыльев [13]. Возможно, их появления связано с выбросом фрагмента газа из аккреционного диска горячей звезды. Таким образом, даже невспышечная стадия данного объекта отличается активными процессами, происходящими в аккреционном диске и влияющими на физическое состояние окружающей газовой оболочки.

Работа выполнена по проекту «Исследование физических процессов в областях звездообразования и окооядерных зонах активных галактик».

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Cannon A. J. & Pickering E. C. A Probable New Star, RS Ophiuchi // Harvard College Observatory Circular. – 1905. - Vol. 99. – P. 1.
 [2] Joy A. H. & Swings P. Identification of the Post-Maximum Lines in the Spectrum of Nova RS Ophiuchi // AJ.- 1945. – Vol. 102. – P. 353.

- [3] Weber R. RS Ophiuchi // MNSSA. – 1958. - Vol. 17. – P. 71.
 [4] Saw D. R. B. Latest Nova Del reports // The Astronomer. - . 1967. – Vol. 4. – P. 129.
 [5] Bode M. F. & Kahn F. D. The outburst of RS Ophiuchi in 1985 // in Cosmical gas dynamics, Proc. of the Conference, Utrecht, VNU Science Press. -1985. – P.111.
 [6] O'Brien T., Bode M. F., Porcas R. W. et al. RS Ophiuchi // 2006, in Proc. of the 8th European VLBI Network Symp.
 [7] Bohigas J., Echevarria J., Diego F. & Sarmiento J. A. Spectrophotometry of RS OPH during the nebular phase // MNRAS. – 1989. – Vol. 238. – P. 1395.
 [8] Ness J-U., Starrfield S. The phases of X-ray emission of RS Oph // arXIV 0908.0082/v.1-2009.
 [9] Iijima T. Spectral evolution of the recurrent nova RS Ophiuchi during the 2006 outburst and some mysterious phenomena // A&A. – 2009. – Vol. 505. – P. 287.
 [10] Hachisu I., Kato M., et al. Optical light curves of RS Oph (2006) and hydrogen burning turnoff // ASPC. – 2008. – Vol. 401. – P. 206.
 [11] Харитонов А.В., Терещенко В.М., Князева Л.Н. Спектрофотометрический каталог звезд Алма-Ата 1988.
 [12] Zamanov R. Recurent Nova RS Oph:Flickering and Ha emission variability // BlgAJ. -2011. – Vol. 17. – P. 59.
 [13] Zamanov R., Bode M., Tomov N. Emission line variability of RS Ophiuchi // MNRAS. – 2004. - Vol. 363. – L26.

REFERENCES

- [1] Cannon A. J. & Pickering E. C. A Probable New Star, RS Ophiuchi//Harvard Colle Observatory Circular. – 1905. – Vol. 99. – P. 1.
 [2] Joy A. H. & Swings P. Identification of the Post-Maximum Lines in the Spectrum of Nova RS Ophiuchi.// AJ.- 1945. – Vol. 102. – P. 353.
 [3] Weber R. RS Ophiuchi //MNSSA. – 1958. - Vol. 17. – P. 71.
 [4] Saw D. R. B. Latest Nova Del reports // The Astronomer. - . 1967. – Vol. 4. – P. 129.
 [5] Bode M. F. & Kahn F. D. The outburst of RS Ophiuchi in 1985// in Cosmical gas dynamics, Proc. of the Conference, Utrecht, VNU Science Press. -1985. – P.111.
 [6] O'Brien T., Bode M. F., Porcas R. W. et al. RS Ophiuchi// 2006, in Proc. of the 8th European VLBI Network Symp.
 [7] Bohigas J., Echevarria J., Diego F. & Sarmiento J. A. Spectrophotometry of RS OPH during the nebular phase// MNRAS. – 1989. – Vol. 238. – P. 1395.
 [8] Ness J-U., Starrfield S. The phases of X-ray emission of RS Oph// arXIV 0908.0082/v.1-2009.
 [9] Iijima T. Spectral evolution of the recurrent nova RS Ophiuchi during the 2006 outburst and some mysterious phenomena// A&A. – 2009. – Vol. 505. – P. 287.
 [10] Hachisu I., Kato M., et al. Optical light curves of RS Oph (2006) and hydrogen burning turnoff//ASPC. – 2008. – Vol.401. – P. 206.
 [11] Kharitonov A.V., Tereschchenko V.M., Knyazeva L.N. Spectrophotometricheskii Catalog of stars Almaty, 1988.
 [12] Zamanov R. Recurent Nova RS Oph:Flickering and Ha emission variability//BlgAJ. -2011. – Vol. 17. – P. 59.
 [13] Zamanov R., Bode M., Tomov N. Emission line variability of RS Ophiuchi//MNRAS. – 2004. - Vol.363. – L26.

RS Ophiuchi СПЕКТРЛІК ЖӘНЕ ФТОМЕТРЛІК БАҚЫЛАУЛАРДЫҢ НӘТИЖЕЛЕРІ

Л. Н. Кондратьева, Ф. К. Рспаев, Е. К. Аймуратов

«В. Г. Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан

Тірек сөздер: айнымалы жұлдыздар; жаңа рекуррентті, эмиссиялы спектрлер, фотометрия, жеке объектілер – RS Oph.

Аннотация. RS Oph объектісінің спектрлік және фотометрлік бақылаулары В.Г. Фесенков атындағы Астрофизика институтында 2009–2014 жылдары жүргізілді. Объект Жаңа рекуррентті болып табылады, оның ең соңғы белсенді фазасы 2006 жылы байқалды. Қазіргі таңда объекті «тыныш» стадияда. Оның жалтыры 0m.5 в В шамасында өзгереді және соған қарамастан V шамасының мәні 11m.3 төмен түскен емес. RS Oph айтарлықтай спектрлік айнымалылығы белгіленді. Сөйтіп, H β , HeI және FeII сызықтарындағы сәулелену ағымдары соңғы 5 жыл аралығында 2–4 есе кішірейді. Профильдер формаларының тұрақты өзгерістері бақыланады. Сызықтардың орташа жарты ені (FWHM) H β үшін 210 \pm 10 км/с және Ha үшін 230 \pm 10 км/с құрайды. V/R қатынасы 0.4 тен 0.8 дейін өзгереді. Ha сызықтарының профилдерінің кейбір спектрограммаларында кең қанаттар тіркеледі. Олардың созылыңқылығы күннен күнге өзгереді, нөлдік қарқындылықтың деңгейінде ені орташа ~ 3000 км/с құрайды. Жанғыш компоненттерден тікелей жақындықта сутектің және гелийдің эмиссия сызықтары қабықта құрылатындығын, ал кең қанаттар аккрециялық дискінің жұлдыз желі әсерінен қалыптасатынын болжауға болады. Сөйтіп, осы объектінің тұтанудан тыс кезеңі аккрециялық дискте өтетін және қоршаған газды қататтың физикалық жағдайына әсер ететін белсенді процесстермен ерекшеленеді.

Поступила 15.15.2015 г.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 5, Number 303 (2015), 44 – 48

**THE OBSERVING PHENOMENA
OF THE YOUNG STARS ACTIVITY**

L. A. Pavlova

Fesenkov Astrophysical Institut, Almaty, Kazakhstan.

E-mail: lara@aphi.kz

Key words: activity young stars, outflows – accretion, emission line profiles of He I (10830A), H α (6562,8A) and MgII(2795A,2802A), circumstellar structures.

Abstract. An analysis of observable active phenomena in the young stars of different masses was made. Investigations of emission line profiles of different chemical elements was carried out in order to study density distribution in the envelopes of the young stars. The lack of inner disk wind signatures in HAEBES, combined with the paucity of detected magnetic fields on these objects, suggests that accretion through large magnetospheres which truncate the disk several stellar radii above the surface is not as common for HAe and late-type HBe stars as it is for CTTSs. Instead, evidence is found for smaller magnetospheres in the maximum red-shifted absorption velocities in our HAEBE sample. For analysis of the mass flows around the young stars and of the properties of the inner circumstellar disks the comparing of the radial velocities of 3 emission line profiles He I 10830, H α (6562,8A), MgII(2795A, 2802A) was executed.

УДК 524.5

**НАБЛЮДАЕМЫЕ ПРИЗНАКИ АКТИВНОСТИ
МОЛОДЫХ ЗВЕЗД**

Л. А. Павлова

ДТОО Астрофизический институт им. В. Г. Фесенкова, Алматы, Казахстан

Ключевые слова: активность молодых звезд, аккреция и истечение, профили эмиссионных линий – HeI (10830A), H α (6562,8A) и MgII (2795A,2802A), околозвездные структуры.

Аннотация. Проведен анализ наблюдаемых активных явлений в молодых звездах разных масс. Проведены исследования эмиссионных профилей линий разных элементов, для изучения распределения плотности в оболочках молодых звезд. Отсутствие сигнала от ветра от внутреннего диска для звезд AeBeX с комбинацией малым определением магнитных полей в этих объектах, предполагает, что аккреция через большие магнитосферы, которые расположены на нескольких радиусах звезды от ее поверхности не является общим для AeX и поздних BeX звезд в отличие от TТau. Однако находят присутствие малых магнитосфер в максимуме красно смещенных абсорбций в примерах AeBeX. Для анализа потоков масс вокруг молодых звезд и свойств внутреннего околозвездного диска проведено сравнение лучевых скоростей в профилях 3 эмиссионных линий: He I 10830, H α (6562,8A) и MgII (2795A,2802A).

Одним из основных аспектов изучения пути эволюции молодых звезд, находящихся в стадии до Главной Последовательности, является анализ их взаимодействия с окружающей газопылевой средой. К молодым звездам относятся AeBe звезды Хербига (AeBeX) средних масс (2-15 Mo) и мало массивные звезды TТau (< 2 Mo), оба класса звезд отличаются значительной фотометрической, спектральной и поляризационной переменностью, большим ИК избытком, связь их с

туманностями и молекулярными облаками является свидетельством их молодости. Присутствие газопылевых околозвездных оболочек подтверждается наличием в спектрах звезд эмиссионных линий и значительным ИК избытком. Несмотря на большое сходство наблюдаемых признаков AeBe звезд Хербига и Т Тау звезд, природа явлений различна. Переменность в профилях эмиссионных линий серии Бальмера, связанная с появлением и исчезновением в профиле прямой и обратной абсорбции Р Суг обусловлена физическими процессами истечения или падения вещества на звезду. Характерные времена переменности спектральных особенностей от часов до нескольких дней могут быть связаны с процессами магнитной аккреции вблизи поверхности звезды для этих групп звезд.

Структура газово-пылевой среды и физические процессы в околозвездных оболочках влияют на наблюдаемые фотометрические данные распределения энергии и спектральные данные эмиссионных особенностей молодых звезд. Моделирование данных критически связано с пониманием точной структуры околозвездной среды. Эмиссионные линии и избытки излучения континуума в оптике и ультрафиолете позволяют изучать уровень активности аккреционных процессов в молодых звездах. Избытки излучения в ближней инфракрасной области позволяют определить структуру горячего внутреннего диска, избытки мм и субмм диапазонов позволяют изучать поведение холодной пыли во внешнем диске. Переменность в оптической спектроскопии на шкале сравнимой с периодом звездного вращения интерпретируется в рамках вращательно модулируемой аккреции вдоль линий магнитного поля. Сильные Бальмеровские линии и избытки излучения континуума в ультрафиолете и оптике Т Тау звезд являются основными признаками проявления аккреции вещества диска. Вещество падает на поверхность звезды вдоль линий магнитного поля (МП) от диска, расположенного на нескольких радиусах выше звезды. Этот сценарий магнитосферной аккреции (МА) согласуется со многими наблюдаемыми фотометрическими свойствами и спектральными особенностями в Т Тау звездах. Часто сценарий МА используют и для объяснений аналогичных особенностей в AeBeX звездах [1, 2].

Развитие моделей магнитосферной аккреции позволяют качественно объяснить спектральные проявления для многих AeBe звезд Хербига, используя магнитосферные модели со скоростью аккреции порядка 10^{-5} Мо/год [3]. Анализ наблюдаемых скоростей эмиссионных линий показывает, что области, где идут процессы истечения и аккреции, расположены на одних и тех же расстояниях вблизи звездной поверхности. Наблюдаемые смены этих механизмов для ряда объектов могут зависеть от изменения оптической толщи, которая может меняться в зависимости от положения вращающейся неоднородной оболочки на луче зрения. По аналогии с Т Тау звездами, для которых магнитосферы являются признанным фактом и эти области отвечают за ряд наблюдаемых явлений в эмиссионных линиях, которые наблюдаются и у звезд AeBeX.

Недавно Alecian et al. [4] получили спектрофотометрию с высоким разрешением для 70 AeBeX, которые показали сильную чувствительность к Зеeman – эффекту и дали возможность найти слабые широтные магнитные поля с несколькими сотням гаусс, в отличие от сильных магнитных полей (килло-гауссы) для Т Тау. Возможно, есть разные механизмы аккреции для переноса околозвездных масс от диска к звезде. Замечено, что скорости истечения молодых звезд коррелируют со скоростями аккреции с кратностью около 0,1. Межзвездные магнитные поля являются важной составляющей в процессах формирования звезд и околозвездных структур. Прямые доказательства присутствия магнитного поля в молодых звездах видны в наблюдениях сильных X-лучах, в спектрах далекой и ближней ультрафиолетовой эмиссии. Наличие ветров обнаружены у многих AeBeX звезд за счет Р Суг профилей в эмиссионных линиях водорода H α , металлов и линий гелия He. Некоторые считают, эти ветра имеют звездную природу, другие относят к дисковому ветру. Однако сильная переменность в эмиссионном профиле H α со сменой от двойного профиля к Р Суг и к единичному профилю есть в некоторых звездах. Эти звезды показывают периодическую циклическую модуляцию не только H α эмиссии, но и дублета магния Mg II и X-ray эмиссии в ультрафиолетовой области. Их спектры в УФ показывают эмиссионные линии высоко ионизованных спейс NV and OVI, которые указывают на присутствие не осе симметричного ветра, контролируемого звездным магнитным полем [5].

У многих молодых звезд наблюдаются быстрые изменения в синем крыле эмиссионных линий, которые относят к переменности звездного ветра. Современные модели, привлекая быстрый и

медленный ветер, объясняют многие наблюдаемые особенности. Признаки потери масс и аккреционных процессов в AeBe звездах Хербига видны и в двойных профилях эмиссионных линий с соотношениями пиков синего и красного $V < R$ для истечения и $V > R$ для аккреции. Для ряда объектов переменные эмиссионные профили линии $H\alpha$ показывают присутствие ветра или комбинацию магнитосферной аккреции + ветра моделей. Для ряда звезд с профилем $PCyg$ или двойным профилем наблюдается сильная переменность в их абсорбционных компонентах на шкале около 10 мин. При смещении центральной абсорбция в двойном профиле в сторону коротких длин волн указывает на потерю массы, а смещение ее в сторону длинных волн может указывать на обратный процесс – аккрецию. Такие времена переменности спектральных деталей могут быть свидетельством значительной активности и указывать на область формирования. Наблюдаемая переменность эмиссионных линий в оптике часто интерпретируется в рамках переменной аккреции, которая приходит от связи светимости в линии со скоростью аккреции. Однако для многих объектов трудно разделить, когда наблюдаемая переменность связана с аккрецией или истечением, или их комбинацией. Для разделения этих различий переменности от падения или истечения полезен мониторинг $B\gamma$ эмиссии из ИК серии Бреккета. Эта эмиссия эмпирически коррелирует со скоростью аккреции [6]. Хотя $H\alpha$ профили часто показывают смещенные компоненты в голубую область, что говорит об истечении, эти абсорбции обычно отсутствуют в профиле $B\gamma$. Но в общем профили линии $B\gamma$ более соответствуют чистому падению, чем профили $H\alpha$ и других оптических линий. $B\gamma$ имеет дополнительное преимущество в том, что она меньше страдает от экстинкции основного материала, и это очень важно для молодых более затемненных источников. Некоторые звезды наблюдались и анализировались на подобных инструментах и методиках, были проведены одновременные наблюдения в оптике и ИК эмиссионных линий, что ясно демонстрирует природу профилей линии $H\alpha$ от ветра, тогда как профили $B\gamma$ показывают падение вещества. Эти исследования показали корреляцию переменности в оптике и ИК с амплитудой переменности меньше для линии $B\gamma$, чем для $H\alpha$ [7, 8].

Современная классификация видов эмиссионных профилей в оптическом диапазоне дает первое представление о характере основных механизмов и структуре оболочек. Линии разных элементов дают возможность исследовать околозвездную структуру и распределение вещества и излучения. Присутствие эмиссионных линий свидетельствует о высокой электронной плотности, разные элементы позволяют представить характер изменения градиента плотности. Так исследование УФ профиля дублета $MgII$ необычайно полезно для определения эволюционного статуса молодых звезд – это один из критериев спектрального класса и наличия потери массы или аккреции у звезды. С помощью данных IUE спутника были исследованы профили дублета $Mg II$ (2795A, 2802A) в AeBeX звездах и есть указания на то, что дублет может формироваться в узоре потока ветра и иметь моду периода вращения ветра, который больше звездного периода вращения. Эти линии чувствительны к плотности и могут быть использованы для определения переменности в истечении. Эта линия очень переменна и чувствительна к плотности, что можно использовать для определения переменности плотности в истечении [9].

Исследования морфологии профиля линии $He I 10830$ для 56 звезд AeBeX дало основание для предположений, что в основном Be звезды Хербига не обладают аккрецией вещества из внутреннего диска в отличие от звезд T Tau, у которых аккреция идет по линии магнитосферы, хотя Ae звезды Хербига часто показывают очевидность для магнитосферной аккреции. Не были найдены в наших примерах узкие сине смещенные абсорбционные особенности, которые типично связаны с ветром внутреннего диска и являются общими свойствами профиля $He I 10830$ в T Tau.

Диагностика $He I 10830A$ была успешно использована для изучения структуры внутренней аккреции и области основания истечений для T Tau звезд. Анализ линии $He I 10830A$ является хорошим следом для истекающего материала благодаря его метастабильному низкому уровню, т.е. если электронная плотность является значительно выше для возбуждения за счет столкновений, то атомы остаются на низком уровне энергии до поглощения фотона. Атомы гелия возбуждаются на низких энергетических уровнях и имеют способность проследивать все скорости протяженного материала. Профили линии $He I 10830A$ получены по нескольким измерениям, проведена классификация всех профилей: измерены максимумы смещений скорости с синей и красной стороны линии, скорость пика эмиссии и абсорбции и потоки линий относительно континуума. Из

56 объектов выделено 6 категорий: 1 – 18 объектов с профилем PCyg (PC), 2 – 10 объектов с обратным PCyg, (IPC), 3 – 5 объектов чистая абсорбция (A), 4 – 9 объектов с единичным пиком эмиссии (E), 5 – 6 объектов имеют двойной пик эмиссии (DP), 6 – 9 объектов с особенностями (F) [10]. Полезно рассмотреть характер изменений лучевых скоростей эмиссионных линий в разных областях спектра: линии Mg II- 2795A, 2802A в УФ, линии H α в оптике и линии He I 10830A в ИК диапазоне. В таблице описание деталей скоростей профилей эмиссионных линий (4, 5 и 6 колонки) – синий край линии, голубая эмиссия (если она есть), абсорбция типа PCyg, центральная эмиссия линии, красный край линии. Переменные параметры профиля линии H α приведены в колонке 6.

Параметры профилей эмиссионных линий He I 10830, H α и MgII по данным [9-13]

Object ID	Sp	Тип проф	V HeI HeI	V H α	V H α	V UV	vsini km/s	log ΔM / Mo yr-	Det θ disk
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
AB Aur	A0	PCyg	-175,a-90 e185,405	-320 e-265, a-205 +64 300	-320,a-280, 0, +300	-190 MgII	116	-6.85	Y 30,79
BD+61 154	B8	PCyg	-350,-145, e+25,300	-520,-180 +5. 480	-520,e-425,-250 +5, 580		112	–	Y
HD 144432	A7	PCyg	-325,-175, e10,240	-310,-164 +41,343			79	<-7.22	Y
HD 163296	A1	PCyg	-355,-80, e180,450	-296,-91 +60,400	-430,e-296,a-91 +33, 380	-380 MgII	129	-7.16 -7.52	Y 135
HD 190073	A1	PCyg	-480, -320 e-30,180			-600 MgII	4	-5.0_	Y
HD 250550	B8	PCyg	-490,-275, e120,455	-540,-410 +52, 500		-600 MgII	79	-7.80	Y 90
MWC 758 HD36112	A5	PCyg	-360,-60, e145,415	-365 e-174 A-119 +23 374	-365 e-142 a-82 +55 374		54	-6.05	Y
MWC 863 HD150193	A1	PCyg	-330,-105, e35,330	-400 e-261 a-188+22 +350		-190 MgII	108	-6.12	Y
V380 Ori	B9	PCyg	-220,-220, e5, 245.	-360,e44 380			7	-5.60	Y
VY Mon	B8	PCyg	-445,-140, e90,340	-420 -250 +68 +237	-434 e-310a-105 +150 +571			-3.10 -4.22	Y 85

В таблице 1 1-ый ст. – имя объекта, 2 – спектральный тип, 3 – тип профиля He I 10830, 4 – скорости деталей профиля в км/с, 5 – скорости деталей профиля в км/с линии H α , 6 – другие данные для линии H α , 7 – скорости линии в УФ, 8 – скорости вращения, 9 – темп аккреции, 10 – присутствие диска и его позиционный угол.

Предполагается, что аккреция в T Тау идет через большие магнитосферы, которые расположены на нескольких радиусах звезды от ее поверхности. Для звезд AeBeX в комбинации малым определением магнитных полей находят присутствие малых магнитосфер по максимуму красно смещенных абсорбций линии He I 10830A. Эти скорости в среднем малая часть скорости ускользания, чем в T Тау, что говорит об аккреции близко к звезде. Маленькие магнитосферы и очевидность для граничных слоев аккреции в BeX звездах могут объяснять менее общие проявления красно смещенной абсорбции в звездах AeBeX. Вероятно, малые магнитосферы могут быть менее эффективны для течения аккреционных потоков по сравнению с T Тау магнитосферами. Может существовать и другой механизм аккреции для AeBe звезд Хербига, кроме магнитосферной аккреции.

Работа выполнена в рамках гранта №0075/ГФ4.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Meeus et. al. ISO spectroscopy of circumstellar dust in 14 HERBIG //A&A.- 2001.-V.365.-P.476.
[2] Muzerolle J. et.al. Magnetospheres and disk accretion in Herbig Ae/Be stars Astrophys.J - 2004.-V. 617.-P. 406-417.
[3] Millan-Gabet et.al The circumstellar environments of Young stars at AU scales// arXiv:astro-ph/06-3554.
[4] Alecian E., Wade G.A., Catala C. et.al. A high-resolution spectropolarimetric survey of Herbig Ae/Be stars. I. Observations and measurements // MNRAS.-2013.-V.429.-P.1001.
[5] Montmerle T. What can X-rays tell us about accretion, mass loss and magnetic fields in young stars? // «Star-disk Interaction in Young Stars». Proceedings IAU Symposium 2007 № 243. Ed. J. Bouvier& I. Appenzeller.
[6] Eisner J.A., Rieke G.H., et.al. Time-monitoring observations of Br γ emission from young stars// MNRAS 2015. V.447. P.202.
[7] Mendigutia I., Calvet N., Montesinos B., et.al. Accretion rates and accretion tracers of Herbig Ae/Be stars //A&A. 2011. V.535.P.99
[8] Pogodin et al.// AN.2012 V.333.P.594.
[9] Grady C.A. et.al The β Pictoris phenomenon among Herbig AeBe stars//A&ASS. 1996.V.120.P.157.
[10] Wilson Cauley P., Johns –Krull C.M. Diagnosing Mass Flows around Herbig AeBe stars using HeI 10830 line// Ap.J.2014.V.797.P.112.
[11] Finkenzeller U., Mundt R. The Herbig AeBe stars associated with nebulosity//A&ASS.V.55.P.109.
[12] Павлова Л.А. Спектральная активность молодых звезд// Известия МОН РК серия физ-мат 2009.№4. С.72
[13] Mendigut'ia I., Accretion-related properties of Herbig Ae/Be stars Comparison with T Tauris arXiv:1205.4734v1

REFERENCES

- [1] Meeus et. al. ISO spectroscopy of circumstellar dust in 14 HERBIG //A&A.- 2001.-V.365.-P.476.
[2] Muzerolle J. et.al. Magnetospheres and disk accretion in Herbig Ae/Be stars Astrophys.J - 2004.-V. 617.-P. 406-417.
[3] Millan-Gabet et.al The circumstellar environments of Young stars at AU scales// arXiv:astro-ph/06-3554.
[4] Alecian E., Wade G.A., Catala C. et.al. A high-resolution spectropolarimetric survey of Herbig Ae/Be stars. I. Observations and measurements // MNRAS.-2013.-V.429.-P.1001.
[5] Montmerle T. What can X-rays tell us about accretion, mass loss and magnetic fields in young stars? // «Star-disk Interaction in Young Stars». Proceedings IAU Symposium 2007 № 243. Ed. J. Bouvier& I. Appenzeller.
[6] Eisner J.A., Rieke G.H., et.al. Time-monitoring observations of Br γ emission from young stars// MNRAS 2015. V.447. P.202.
[7] Mendigutia I., Calvet N., Montesinos B., et.al. Accretion rates and accretion tracers of Herbig Ae/Be stars //A&A. 2011. V.535.P.99
[8] Pogodin et al.// AN.2012 V.333.P.594.
[9] Grady C.A. et.al The β Pictoris phenomenon among Herbig AeBe stars//A&ASS. 1996.V.120.P.157.
[10] Wilson Cauley P., Johns –Krull C.M. Diagnosing Mass Flows around Herbig AeBe stars using HeI 10830 line// Ap.J.2014.V.797.P.112.
[11] Finkenzeller U., Mundt R. The Herbig AeBe stars associated with nebulosity//A&ASS.V.55.P.109.
[12] Pavlova L.A. Spectral activity of young stars // Izvestiya MON RK physic-mathematical series 2009.№4. P.72
[13] Mendigut'ia I., Accretion-related properties of Herbig Ae/Be stars Comparison with T Tauris arXiv:1205.4734v1

ЖАС ЖҮЛДЫЗДАР БЕЛСЕНДІЛІГІНІҢ БАҚЫЛАНУ БЕЛГІЛЕРІ

Л. А. Павлова

«В. Г. Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан

Тірек сөздер: жас жұлдыздар белсенділігі, аккреция және ағу, HeI (10830A), H α (6562,8A) және MgII (2795A,2802A) эмиссия сызықтарының профилдері, жұлдыз маңындағы құрылымдар.

Аннотация. Әртүрлі массадағы жас жұлдыздарда бақыланатын белсенді көріністердің талдауы жүргізілді. Жас жұлдыздар қабықтарында тығыздықтың таралуын зерттеу үшін әртүрлі элементтер сызығының эмиссия профилдерінің зерттеулері жүргізілді. Ішкі дисктен желден сигналдың болмауы осы нысандарда магнитті өрістің анықталуы комбинациясымен AeBeX жұлдыздары үшін оның бетінен жұлдыздардың бірнеше радиусында орналасқан үлкен магнитосфералар арқылы аккреция TТау айырмашылығы AeX және кеш BeX жұлдыздар үшін жалпы болып табылмайтындығы болжанады. Дегенмен AeBeX мысалдарында ассорбциялар қызыл жылжу максимумында кіші магнитосфералар қатысуын табады. Жас жұлдыздар маңындағы массалар ағымдарының және ішкі жұлдыз маңындағы дискі қасиеттерінің талдауы үшін 3 эмиссиялық сызық профилдерінде сәуле жылдамдықтарының салыстырылуы жүргізілді: He I 10830, H α (6562,8A) және MgII(2795A,2802A).

Поступила 15.15.2015 г.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 5, Number 303 (2015), 49 – 54

FOUR NEW LONG-PERIOD VARIABLE STARS

A. Kusakin¹, A. Khruslov², R. Kokumbaeva¹, I. Reva¹¹V. Fessenkov Astrophysical Institute, Almaty, Kazakhstan,²Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia**Key words:** photometry, variable stars.

Abstract. We carry out systematic search of new variable stars on a CCD the images received on the Zeiss-1000 telescope of Tian-Shan astronomical observatory of Astrophysical institute of V. G. Fessenkov. We represent opening of four new long-period variable stars two of which have big amplitudes of change of gloss (more 2mv to a strip of R photometric systems of Johnson) and Omicron Ceti belong to type, two others are probable semiregular variables of small amplitude. Our supervision cover time interval about 1 year therefore we give preliminary estimates of the period of change of gloss of each star; for exact definition of the periods further supervision of these variables within several years are required.

УДК 523.62

ЧЕТЫРЕ НОВЫЕ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИЕ
ПЕРЕМЕННЫЕ ЗВЕЗДЫА. В. Кусакин¹, А. В. Хруслов², Р. И. Кокумбаева¹, И. В. Рева¹¹ДТОО “Астрофизический институт им. В. Г. Фесенкова” АО НЦКИТ, Алматы, Казахстан,²Институт Астрономии РАН (ИНАСАН), Москва, Россия**Ключевые слова:** фотометрия, переменные звезды.

Аннотация. Нами проводится систематический поиск новых переменных звезд на ПЗС изображениях, полученных на телескопе Zeiss-1000 Тянь-Шаньской астрономической обсерватории Астрофизического института им. В. Г. Фесенкова. Мы представляем открытие четырех новых долгопериодических переменных звезд, две из которых имеют большие амплитуды изменения блеска (более 2^m в полосе R фотометрической системы Джонсона) и относятся к типу Миры Кита, две другие являются вероятными полуправильными переменными небольшой амплитуды. Наши наблюдения охватывают интервал времени около 1 года, поэтому нами даются предварительные оценки периода изменения блеска каждой звезды; для точного определения периодов требуются дальнейшие наблюдения этих переменных в течение нескольких лет.

На Тянь-Шаньской астрономической обсерватории Астрофизического института им. В. Г. Фесенкова нами осуществляется систематический поиск новых переменных звезд. Данная работа проводится преимущественно в областях Млечного Пути умеренной плотности (созвездия Кассиопеи, Лебедя, Персея, Цефея). Подробно наша программа исследований рассмотрена в статье Кусакина А.В. и др. (2014). Нами применяется полуавтоматический режим поиска новых переменных с использованием программы Maxim DL5.

Найдены четыре новые переменные звезды. Несмотря на то, что наблюдения избранных областей Млечного Пути нами проводятся в трех стандартных фильтрах В, V и R фотометрической системы Джонсона, нам удалось выполнить лишь одноцветную фотометрию в полосе R, что связано с большим показателем цвета найденных переменных и их слабым блеском в полосах В и V.

Наблюдения. Наблюдения проводились в период с 20 апреля 2014 г. по 19 марта 2015 г. (JD 2456768 – 2457100) на Тянь-Шаньской астрономической обсерватории Астрофизического института им. В. Г. Фесенкова (высота 2750 м над уровнем моря) с телескопом Zeiss-1000 (Восточный), диаметр зеркала 1000 мм, фокусное расстояние системы 6650 мм. Использовалась CCD камера Arogee U9000 D9. Обработка полученных изображений и фотометрия переменных звезд проводились с использованием программы MaxIm DL5. Полученные отдельные наблюдения впоследствии нами усреднялись: каждая точка на кривой блеска (рисунок 2) является, за небольшим исключением, результатом усреднения 2–7 индивидуальных оценок блеска, сделанных в одну ночь.

Звездные величины (полоса R) фотометрических стандартов, по отношению к которым измерялся блеск переменных, были нами взяты из каталога GSC2.3 (Lasker et al. 2008). Карты окрестностей найденных переменных звезд приведены на рисунке 1 (переменные обозначены стрелкой, comp-звезда сравнения, check-контрольная звезда). Координаты, обозначения и звездные величины звезд сравнения (фотометрических стандартов) приведены в таблице 1 (в соответствии с номером переменной в таблице результатов). Для определения координат переменных звезд и стандартов использовались каталоги 2MASS (Skrutskie et al. 2006) и GSC2.3.

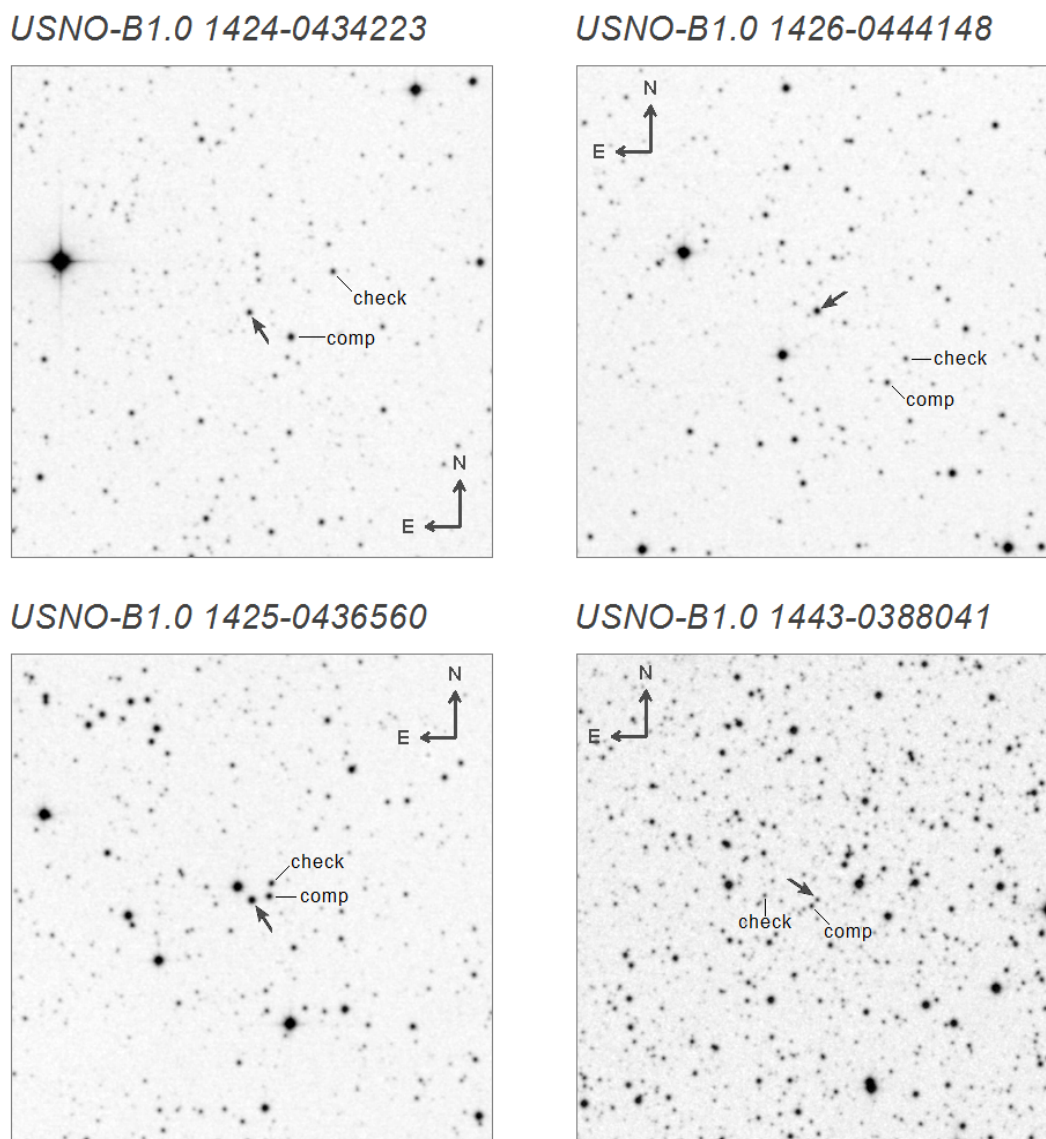


Рисунок 1 – Карты окрестностей переменных звезд

Таблица 1 – Звезды сравнения

№	Координаты (J2000.0)	USNO-B1.0	R
1	21 ^h 09 ^m 56 ^s .56 +52° 24' 50''.6	USNO-B1.0 1424-0434200	13.41
2	21 12 16.80 +52 37 28.2	USNO-B1.0 1426-0444095	14.71
3	21 13 02.63 +52 33 08.6	USNO-B1.0 1425-0436545	14.39
4	22 00 15.57 +54 21 27.1	USNO-B1.0 1443-0388052	15.52

Результаты обработки наблюдений. Нами найдены четыре новые переменные звезды. Все они имеют достаточно большой показатель цвета, две из них, имеющие наибольшие амплитуды, обозначены в каталоге инфракрасных источников IRAS. В таблице 2 приведены координаты переменных на эпоху 2000.0, обозначения в каталоге USNO-B1.0, номер в каталоге IRAS, показатель цвета J-K согласно каталогу 2MASS.

Таблица 2 – Координаты переменных на эпоху 2000.0

№	Координаты (J2000.0)	USNO-B1.0	IRAS	J-K
1	21h 10m 00s.56 +52° 25' 10''.7	USNO-B1.0 1424-0434223	IRAS 21084+5212	2.31
2	21 12 23.72 +52 38 27.1	USNO-B1.0 1426-0444148	IRAS 21108+5226	2.83
3	21 13 04.26 +52 33 04.6	USNO-B1.0 1425-0436560	/ - /	2.23
4	22 00 14.98 +54 21 32.6	USNO-B1.0 1443-0388041	/ - /	1.18

Сведения о новых переменных (пределы изменения блеска в полосе R, тип, приближенная оценка периода) даны в таблице 3.

Таблица 3 – Пределы изменения блеска в полосе R

№	R	Тип	Период, сут.
1	14.6 – 17.3	M	225-400
2	15.6 – 18.5	M	≈ 400
3	14.86–15.20	SR	≈ 175
4	15.75–16.00	SRD:	≈ 43

Тип переменной звезды дан в соответствии с системой классификации Общего Каталога Переменных Звезд (Samusetal. 2007–2012). Переменные №. 1 и №. 2 имеют амплитуды около трех величин и, безусловно, являются долгопериодическими переменными типа Миры Кита (тип M). На это также указывает их уверенная идентификация с объектами каталога IRAS. Переменная №. 3 вероятнее всего красная полуправильная переменная. Переменная №. 4 имеет значительно меньший показатель цвета и может быть отнесена к полуправильным переменным типа SRD (спектральных классов F, G, K), хотя нельзя исключать и ее принадлежность к переменным ВУ Дракона (тип ВУ), блеск которых меняется вследствие осевого вращения запятой звезды.

Из-за того, что наши наблюдения охватывают интервал времени меньше одного года, период изменения блеска (особенно это касается звезд типа Миры Кита) определить пока не удастся, возможна лишь его предварительная оценка. Для точного определения периодов необходимы дальнейшие регулярные наблюдения этих переменных в течение нескольких лет. На рисунке 2 приведены кривые блеска найденных переменных в полосе R Джонсона.

Наблюдения четырех переменных приведены в таблицах 4a–4d. В первом столбце приводится юлианская дата, в следующих трех столбцах соответственно величина в полосе R, ошибка наблюдения и число N усредненных наблюдений.

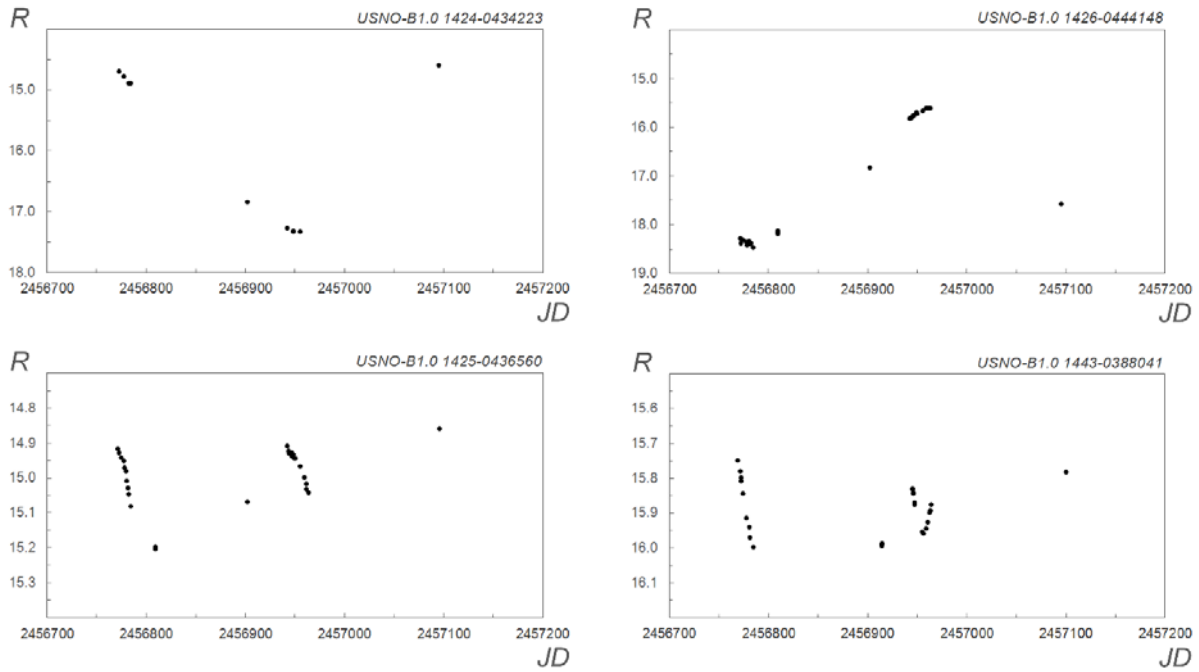


Рисунок 2 – Кривые блеска переменных звезд в полосе R

Таблица 4а – Наблюдения USNO-B1.0 1424-0434223

JD	R	err	N	JD	R	err	N
2456772.3911	14.686	0.010	2	2456942.3221	17.269	0.005	3
2456777.4152	14.766	0.010	2	2456948.2244	17.318	0.007	3
2456782.3863	14.876	0.008	2	2456948.2337	17.324	0.017	3
2456784.3061	14.884	0.008	3	2456955.2779	17.327	0.006	3
2456902.2413	16.838	0.004	4	2457095.4659	14.589	0.005	3

Таблица 4б – Наблюдения USNO-B1.0 1426-0444148

JD	R	err	N	JD	R	err	N
2456771.4045	18.281	0.150	1	2456943.1539	15.812	0.006	3
2456772.3645	18.381	0.077	3	2456944.1097	15.800	0.007	6
2456774.4187	18.312	0.058	3	2456945.0829	15.774	0.002	3
2456777.3940	18.349	0.108	3	2456945.0889	15.776	0.004	2
2456778.3531	18.416	0.103	2	2456946.1018	15.760	0.004	3
2456780.3608	18.340	0.071	6	2456947.0934	15.748	0.004	3
2456781.3349	18.391	0.015	3	2456948.2564	15.724	0.005	3
2456782.3632	18.381	0.125	4	2456949.1421	15.688	0.050	1
2456784.2865	18.470	0.062	3	2456950.1793	15.722	0.031	3
2456809.3629	18.190	0.093	4	2456955.2477	15.656	0.008	2
2456809.3869	18.125	0.077	4	2456959.0839	15.609	0.002	3
2456809.4169	18.176	0.078	6	2456961.2401	15.612	0.005	3
2456902.2081	16.838	0.007	4	2456963.2517	15.603	0.001	2
2456942.2883	15.817	0.007	5	2457095.4821	17.572	0.017	3

Таблица 4с – Наблюдения USNO-B1.0 1425-0436560

JD	R	err	N	JD	R	err	N
2456771.4045	14.917	0.050	1	2456943.1539	14.921	0.002	3
2456772.3645	14.928	0.014	3	2456944.1097	14.929	0.003	6
2456774.4187	14.941	0.008	3	2456945.0829	14.928	0.004	3
2456777.3940	14.951	0.013	3	2456946.1018	14.926	0.002	3
2456778.3531	14.971	0.007	3	2456947.0934	14.938	0.002	3
2456779.3827	14.981	0.004	2	2456948.2564	14.932	0.003	3
2456780.3608	15.008	0.004	6	2456949.1421	14.943	0.050	1
2456781.3349	15.029	0.006	3	2456950.1793	14.943	0.008	3
2456782.3632	15.047	0.007	4	2456955.2477	14.967	0.000	2
2456784.2865	15.082	0.004	3	2456959.0839	14.998	0.003	3
2456809.3719	15.198	0.004	7	2456961.2562	15.033	0.005	5
2456809.4139	15.204	0.007	7	2456961.3220	15.017	0.005	5
2456902.2081	15.067	0.002	4	2456963.2683	15.042	0.005	5
2456942.2883	14.908	0.003	5	2457095.4821	14.859	0.004	3

Таблица 4d – Наблюдения USNO-B1.0 1443-0388041

JD	R	err	N	JD	R	err	N
2456768.3981	15.749	0.005	3	2456945.3027	15.832	0.004	7
2456771.3758	15.780	0.029	3	2456945.3593	15.830	0.008	7
2456772.3248	15.799	0.010	4	2456946.1480	15.841	0.002	7
2456772.4198	15.808	0.018	5	2456946.2047	15.844	0.002	7
2456774.4529	15.843	0.011	3	2456947.1875	15.870	0.005	7
2456777.4419	15.914	0.014	6	2456947.3352	15.875	0.004	4
2456780.4568	15.941	0.030	1	2456955.1566	15.954	0.003	3
2456781.4218	15.970	0.016	7	2456956.2117	15.958	0.004	3
2456784.4374	15.998	0.022	3	2456959.1246	15.944	0.011	4
2456914.3147	15.994	0.015	6	2456960.1152	15.926	0.002	4
2456914.3487	15.990	0.011	6	2456962.3148	15.898	0.007	5
2456914.3826	15.988	0.018	6	2456963.3279	15.892	0.014	3
2456914.4165	15.990	0.010	6	2456964.2075	15.875	0.020	2
2456914.4504	15.988	0.014	6	2457100.4603	15.783	0.027	3
2456945.2500	15.829	0.005	6				

Авторы выражают благодарность М. А. Кругову, Н. В. Личкановскому, И. В. Рудакову за оказание технической поддержки в наблюдениях.

Работа выполнена в рамках гранта МОН РК «Исследование физических процессов в областях звездообразования и околядерных зонах активных галактик» и при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 13-02-00664) и программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Переходные и взрывные процессы в астрофизике».

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Кусакин А.В., Хруслов А.В., Кокумбаева Р.И. Поиск и исследование новых переменных на телескопе ZEISS-1000 Тянь-Шаньской астрономической обсерватории, 2014, Известия Национальной академии наук Республики Казахстан, серия физико-математическая, 4 (296), с. 51-59.
[2] Lasker, B., Lattanzi, M. G., McLean, B. G., et al., 2008, Astron. J., 136, 735.
[3] Skrutskie, M.F., Cutri, R.M., Stiening, R., et al., 2006, Astron. J., 131, 1163.
[4] Samus, N.N., Durlevich, O.V., Kazarovets, E.V., et al., 2007–2012, General Catalogue of Variable Stars, Centre de DonneesAstronomiques de Strasbourg, B/gcvs

REFERENCES

- [1] Kusakin A.V., Khruslov A.V., Kokumbaeva R.I. Poisk i issledovanie novyh peremennyh na teleskope ZEISS-1000 Tjan'-Shan'skoj astronomicheskoy observatorii, 2014, Izvestija Nacional'noj akademii nauk Respubliki Kazahstan, serija fiziko-matematicheskaja, 4 (296), s. 51-59.
[2] Lasker, B., Lattanzi, M. G., McLean, B. G., et al., 2008, Astron. J., 136, 735
[3] Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al., 2006, Astron. J., 131, 1163
[4] Samus, N.N., Durlevich, O.V., Kazarovets, E.V., et al., 2007–2012, General Catalogue of Variable Stars, Centre de DonneesAstronomiques de Strasbourg, B/gcvs

ТӨРТ ЖАҢА ҰЗАҚ МЕРЗІМДІ
АЙНЫМАЛЫ ЖҰЛДЫЗДАР

А. В. Кусакин¹, А. В. Хруслов², Р. И. Кокумбаева¹, И. В. Рева¹

¹«В. Г. Фесенков атындағы Астрофизикалық институті» ЕЖШС «ҰҒЗТО» АҚ, Алматы, Қазақстан,
²Институт Астрономии РАН (ИНАСАН), Москва, Ресей

Тірек сөздер: фотометрия, айнымалы жұлдыздар.

Аннотация. В. Г. Фесенков атындағы Астрофизикалық институтының Тянь-Шань астрономиялық обсерваториясының Zeiss-1000 телескопынан алынған ПЗС көріністерден жаңа айнымалы жұлдыздардың жүйелендірілген ізденістер жүргізіп жатырмыз.

Біз жаңа төрт ұзақ мезгілді ауыспалы жұлдыздардың ашылуын ұсынамыз, оның ішінде екеуі үлкен жарқырау амплитудасына ие (Джонсон фотометрикалық жүйесінде R кыяғында 2^mв жоғары) және Мира Кита үлгісіне жатады, қалған екеуі азғантай амплитудада жартылай дұрыс ауыспалы ықтимал болып табылады. Біздің бақылауларымыз 1 жыл аралығындағы уақытты қамтиды, сол себепті біз әр жұлдыздың жарқырау өзгерістеріне бастапқы баға беріп отырмыз: нақты кезеңді анықтау үшін осы ауыспалыларды бірнеше жылдар ішінде әрі қарай бақылау қажет.

Поступила 15.15.2015 г.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 5, Number 303 (2015), 55 – 59

**NEW RED VARIABLE STARS FOUND
IN THE NORTHERN SKY VARIABILITY SURVEY****A. Kusakin¹, A. Khruslov², R. Kokumbaeva¹, I. Reva¹**¹V. Fessenkov Astrophysical Institute, Almaty, Kazakhstan,²Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia**Keywords:** variable stars, photometric survey.**Abstract.** Results of the analysis of NorthernSkyVariabilitySurvey given the photometric review are presented. 12 new red semiregular and wrong variable stars are found (LB and SR types). For periodic variables gloss change elements are defined.

УДК 523.62

**НОВЫЕ КРАСНЫЕ ПЕРЕМЕННЫЕ ЗВЕЗДЫ, НАЙДЕННЫЕ
В ДАННЫХ NORTHERN SKY VARIABILITY SURVEY****А. В. Кусакин¹, А.В. Хруслов², Р.И. Кокумбаева¹, И.В. Рева¹**¹ДТОО “Астрофизический институт им. В. Г. Фесенкова” АО НЦКИТ, Алматы, Казахстан,²Институт Астрономии РАН (ИНАСАН), Москва, Россия**Ключевые слова:** переменные звезды, фотометрический обзор.**Аннотация.** Представлены результаты анализа данных фотометрического обзора NorthernSkyVariability Survey. Найдено 12 новых красных полуправильных и неправильных переменных звезд (типы LB и SR). Для периодических переменных определены элементы изменения блеска.**Введение.** Нами был проведен поиск переменных звезд в данных фотометрического обзора NorthernSkyVariabilitySurvey, *Wozniaketal (2004)*, доступных на странице <http://skydot.lanl.gov/nsvs/nsvs.php>. Наблюдения данного обзора выполнены без фильтра, в широкой фотометрической полосе от 450 до 1000 нм, которую приближенно можно охарактеризовать как близкую к полосе R. Методика поиска переменных звезд в данных NSVS рассматривается нами в статье *Хруслов (2006)*. В ее основе лежит анализ параметров MagnitudeScatter и MedianError, приводимых в данных NSVS для каждого ряда наблюдений.Поиск проводился главным образом в областях, в которых нами осуществляется программа поиска новых переменных звезд с использованием телескопа Zeiss-1000 Тянь-Шаньской астрономической обсерватории Астрофизического института им. В. Г. Фесенкова (в областях Млечного Пути умеренной плотности), см. *Кусакин и др. (2014)*. Его целью было выявление новых переменных, астрофизически интересных переменных объектов (цефеид, затменных переменных и др.), для которых в дальнейшем было бы необходимо выполнить BVR фотометрию. Побочным результатом этого поиска стало выявление ряда красных переменных небольшой амплитуды, представленных в данной статье.Дополнительно использованы данные обзора WideAngleSearchforPlanets (SuperWASP, <http://www.wasp.le.ac.uk/public/>, *Buttersetal. 2010*), полоса пропускания 400 – 700 нм. Для половины

из найденных нами переменных использование этих данных позволило подтвердить переменность и уточнить их классификацию.

Результаты. Найдено 12 новых красных полуправильных и неправильных переменных звезд. Большинство из них отнесено к неправильным (тип LB), но вероятно часть из них впоследствии может оказаться полуправильными, так как доступный для анализа временной интервал (меньше года в данных NSVSi 1SWASP) слишком короток для однозначной классификации этих переменных.

Для поиска периода полуправильных переменных мы использовали метод Диминга, реализованный в программе WinEfk В.П. Горанского. Идентификация переменных с объектами каталогов USNO-B1.0 или GSC, координаты (J2000.0), номер в каталоге IRAS, показатель цвета J-K согласно каталогу 2MASS приведены в таблице 1. Тип, пределы изменения блеска в фотометрических системах NSVS (R) и SuperWASP, а также ссылка на данные приведены в таблице 2. Тип переменной звезды дан в соответствии с системой классификации Общего Каталога Переменных Звезд (*Samusetal. 2007–2012*). Элементы изменения блеска периодических переменных (период и момент максимума) приведены в таблице 3. В примечаниях содержится дополнительная информация по переменным.

Таблица 1

№	Координаты (J2000.0)	Обозначение переменной	IRAS	J-K
1	16 ^h 48 ^m 14 ^s .17 +43° 30' 25".0	GSC 3082-00471	/ - /	0.99
2	21 01 17.34 +50 06 20.0	USNO-B1.0 1401-0393840	IRAS 20596+4954	2.24
3	21 02 57.38 +54 19 58.1	USNO-B1.0 1443-0347805	IRAS Z21014+5408	1.62
4	21 03 34.30 +54 24 44.6	USNO-B1.0 1444-0346231	IRAS 21021+5412	1.65
5	21 09 41.33 +53 50 58.5	USNO-B1.0 1438-0351459	IRAS Z21081+5338	1.80
6	21 14 14.21 +53 30 58.1	GSC 3953-00042	IRAS 21126+5318	/ - /
7	21 21 37.11 +49 47 56.9	USNO-B1.0 1397-0392117	IRAS 21199+4935	1.89
8	21 25 30.46 +53 19 06.4	USNO-B1.0 1433-0384984	IRAS 21238+5306	1.99
9	21 27 22.23 +54 51 04.0	GSC 3970-01478	IRAS 21257+5438	1.59
10	21 40 27.28 +53 10 32.9	GSC 3967-00299	IRAS Z21387+5257	1.60
11	21 40 46.46 +50 16 48.9	GSC 3599-01963	IRAS 21389+5003	1.17
12	21 51 30.33 +54 44 27.0	USNO-B1.0 1447-0377194	IRAS 21497+5430	1.84

Таблица 2

№	Тип	NSVS mag. (R)	1SWASP mag.	Data
1	LB	10.9 - 11.2	11.35 - 11.45	NSVS 5252813, 1SWASP J164814.16+433025.1
2	SR	13.0 - 13.5	/ - /	NSVS 5814855, NSVS 5840880
3	LB	11.8 - 12.2	13.3 - 13.8	NSVS 3264674, 1SWASP J210257.44+541958.2
4	LB	12.0 - 12.2	13.8 - 14.4	NSVS 3265157, 1SWASP J210334.30+542444.4
5	SR	12.4 - 12.7	/ - /	NSVS 3270363
6	LB	10.25 - 10.45	12.8 - 13.2	NSVS 3274401, 1SWASP J211414.22+533058.1
7	LB	12.4 - 12.7	/ - /	NSVS 5857904
8	LB	13.5 - 14.2	/ - /	NSVS 3284480, NSVS 5861895
9	LB	10.8 - 11.0	12.4 - 13.0	NSVS 3284783, 1SWASP J212722.18+545104.3
10	LB	11.3 - 11.55	12.8 - 13.15	NSVS 3406326, 1SWASP J214027.27+531032.8
11	LB	9.65 - 10.1	11.45 - 11.65	NSVS 5977670, SWASP J214046.39+501648.5
12	SR:	11.4 - 12.7	/ - /	NSVS 3416446

Карты окрестностей переменных приведены на рисунке 1 (использован обзор DSS, http://archive.stsci.edu/cgi-bin/dss_form, фотометрические полосы R или IR, поле каждой площадки 7×7 угловых минут). Кривые блеска неправильных переменных приведены на рисунке 2. Фазовые кривые блеска периодических полуправильных переменных приведены на рисунке 3.

Для определения координат переменных звезд использовался каталог 2MASS (*Skrutskieetal. 2006*).

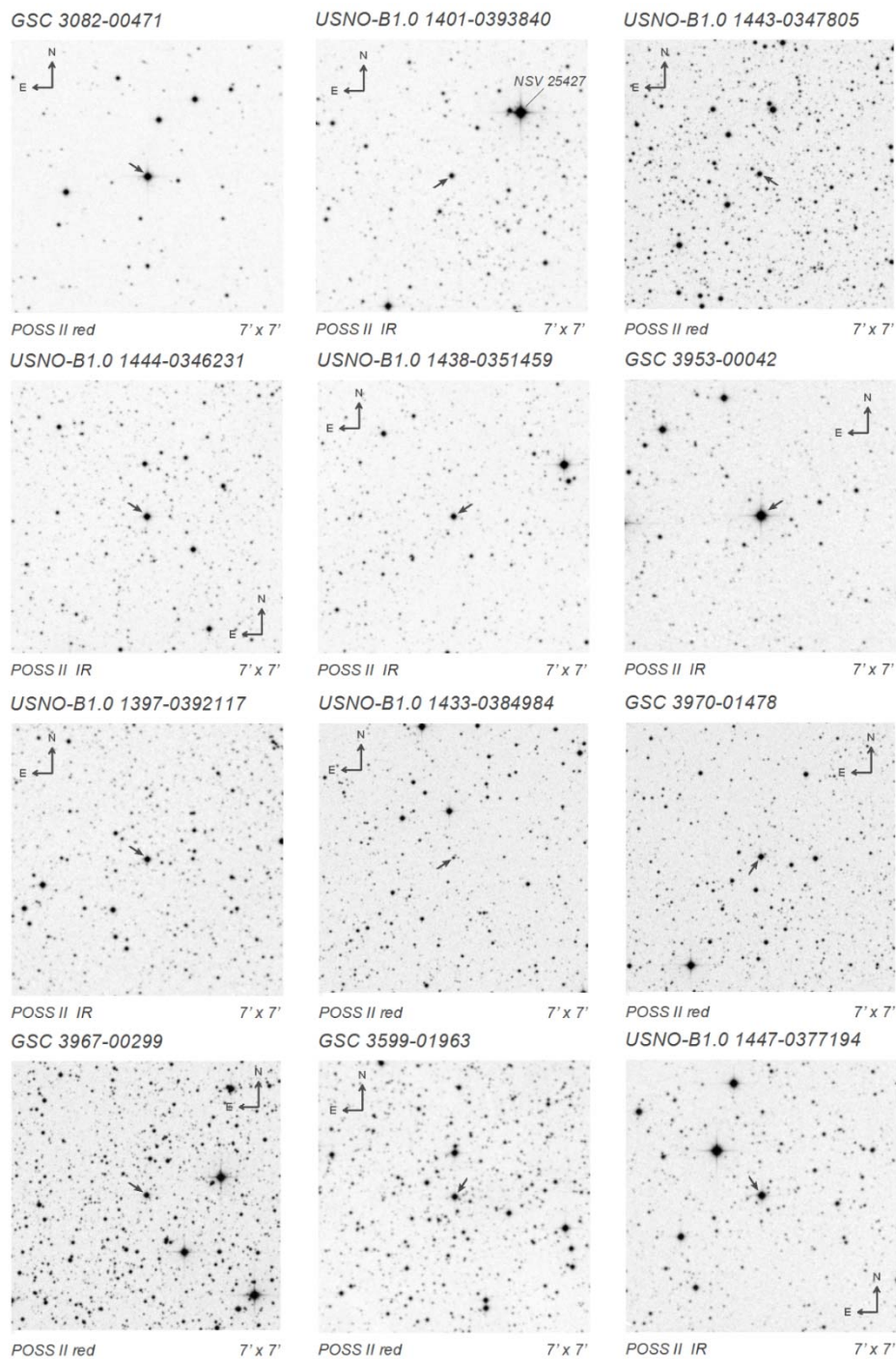


Рисунок 1 – Карты окрестностей переменных звезд

Таблица 3 – Элементы изменения блеска полуправильных переменных

№	Период, сут.	Эпоха, JD (max)
2	120	2451460
5	52.5	2451482

Примечания:

1. Не исключена принадлежность звезды к полуправильным переменным (тип SRD).
6. $J-H = 1.14$ (2MASS).
10. Не исключена принадлежность звезды к полуправильным переменным (тип SR).
12. Не исключена принадлежность переменной к звездам типа Миры Кита. Из данных NSVS удалены все точки, отмеченные так называемыми “flags” номер 50, всегда имеющие значительную ошибку.

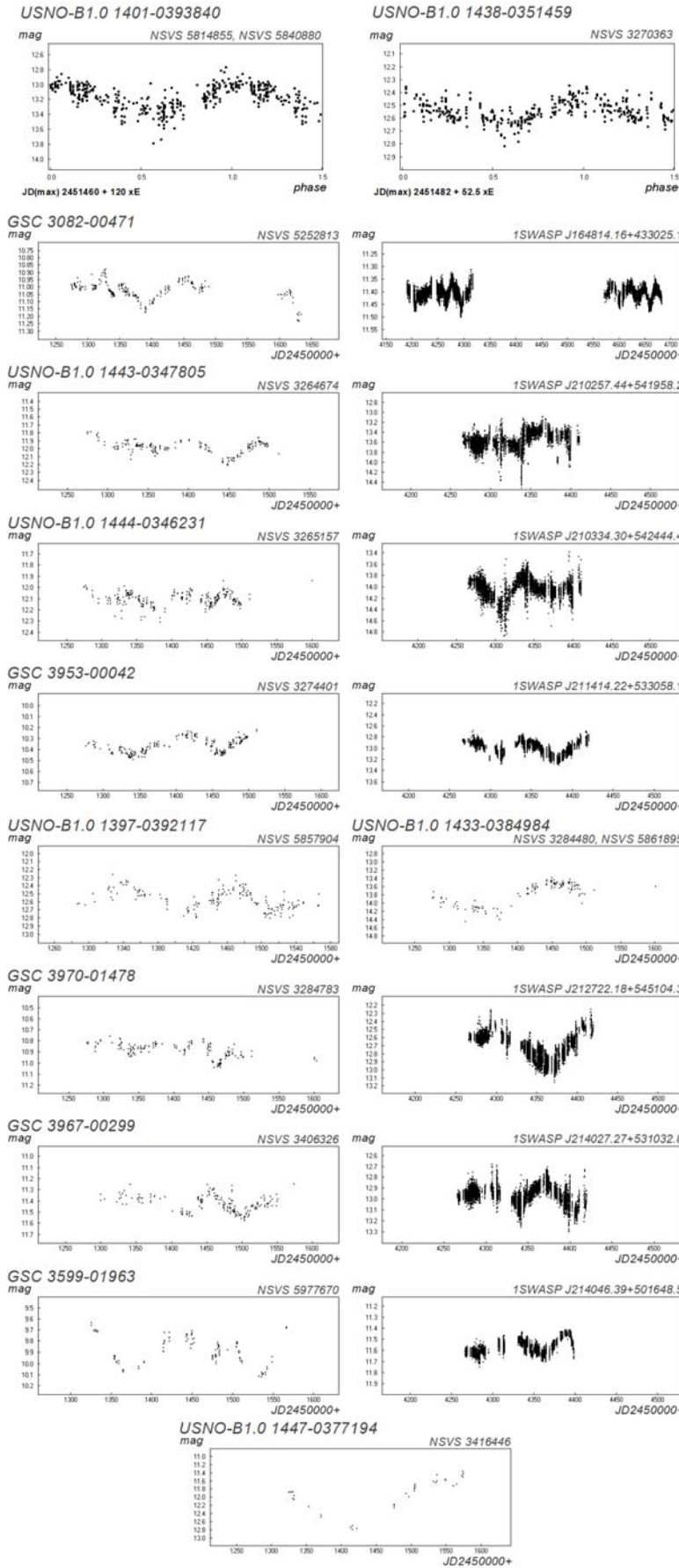


Рисунок 2 –
Фазовые кривые блеска
полуправильных переменных
звезд в полосе R (NSVS)

Рисунок 3 –
Кривые блеска
неправильных
переменных звезд

Авторы благодарят В. П. Горанского за предоставление программы анализа временных рядов.

Работа выполнена в рамках гранта МОН РК «Исследование физических процессов в областях звездообразования и околоядерных зонах активных галактик» и при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 13-02-00664) и программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Переходные и взрывные процессы в астрофизике».

ЛИТЕРАТУРА

[1] Кусакин А. В., Хруслов А. В., Кокумбаева Р. И. Поиск и исследование новых переменных на телескопе ZEISS-1000 Тянь-Шаньской астрономической обсерватории, 2014, Известия Национальной академии наук Республики Казахстан, серия физико-математическая, 4 (296), с. 51-59.

[2] Хруслов А.В. Поиск переменных звезд через Интернет: Сборник трудов и докладов секции «Научные задачи для малых инструментов». – НЦ «Кадар», АстроФест 2006.

[3] Butters, O.W., West, R.G., Anderson, D.R., et al. The first WASP public data release, 2010, Astron. and Astrophys., 520, L10.

[4] Samus, N.N., Durlevich, O.V., Kazarovets, E.V., et al., 2007–2012, General Catalogue of Variable Stars, Centre de DonneesAstronomiques de Strasbourg, B/gcvs

[5] Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al., 2006, Astron. J., 131, 1163

[6] Wozniak P.R., Vestrand W.T., Akerlof C.W., et al. Northern Sky Variability Survey: public data release, 2004, Astron. J., 127, 2436.

REFERENCES

[1] Kusakina A. V., Khruslov A.V., Kokumbaeva R. I. Poisk i issledovanie novykh peremennykh na teleskope ZEISS-1000 Tjan'-Shan'skoj astronomicheskoj observatorii, 2014, Izvestija Nacional'noj akademii nauk Respubliki Kazahstan, serija fiziko-matematicheskaja, 4 (296), s. 51-59.

[2] Khruslov A.V. Poisk peremennykh zvezd cherez Internet: Sbornic trudov i dokladov sekcii «Nauchnie zadachi dlja malih instrumentov». – NC «Kadar», AstroFest 2006.

[3] Butters, O.W., West, R.G., Anderson, D.R., et al. The first WASP public data release, 2010, Astron. and Astrophys., 520, L10.

[4] Samus, N.N., Durlevich, O.V., Kazarovets, E.V., et al., 2007–2012, General Catalogue of Variable Stars, Centre de DonneesAstronomiques de Strasbourg, B/gcvs

[5] Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al., 2006, Astron. J., 131, 1163

[6] Wozniak P.R., Vestrand W.T., Akerlof C.W., et al. Northern Sky Variability Survey: public data release, 2004, Astron. J., 127, 2436.

NORTHERN SKY VARIABILITY SURVEY МӘЛІМЕТТЕРІНЕН ТАБЫЛҒАН ЖАҢА ҚЫЗЫЛ АЙНЫМАЛЫ ЖҰЛДЫЗДАР

А. В. Кусакин¹, А. В. Хруслов², Р. И. Кокумбаева¹, И. В. Рева¹

¹«ҰҒЗТО» АҚ «В.Г. Фесенков атындағы Астрофизикалық институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан,

²Институт Астрономии РАН (ИНАСАН), Москва, Ресей

Түйін сөздер: айнымалы жұлдыздар, фотометрлік шолу.

Аннотация. NorthernSkyVariabilitySurvey фотометрлік шолу мәліметтерінің талдамалық нәтижелері ұсынылды. Жаңа қызыл жартылай дұрыс және бұрыс 12 айнымалы жұлдыздар (LB и SR типі) табылды. Жарқыраудың өзгеру элементіне мезгілді ауыспалы периодты өзгеруі анықталды.

Поступила 15.15.2015 г.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 5, Number 303 (2015), 60 – 63

ENERGY SPECTRA AND PROPERTIES OF SOLAR ENERGETIC PARTICLES

G. S. Minasyants¹, T. M. Minasyants¹, V. M. Tomozov²

¹Fesenkov Astrophysical Institute, Almaty, Kazakhstan,

²Institute of Solar-Terrestrial Physics, Irkutsk, Russia.

E-mail: gennadii_minasya@mail.ru

Key words: flares, solar energetic particles, coronal mass ejections, energy spectra, elemental abundance.

Abstract. On the example of development of powerful proton events of 23-rd cycle of activity: on November, 8, 2000, on April, 15 and 18, 2001 changes of fluxes of particles different elements (H, He, O, Fe) with time in range of energy 0.04-287.23 MeV are considered. Hour values of energy spectra were thus used. In the form of spectra of energy during the disturbance stage of development of flux for each event the picture of arrival of the accelerated particles to an orbit of the Earth is received. Regularity is found out - at the presence of an integrated stream of protons by intensity $F_{p>60\text{MeV}} > 10^2$ (particles/cm² sec sr) the jump of values of flux of all elements in 1.5-2.5 MeV interval in spectra of energy is observed. Various features of behavior of energy spectra of the particles, connected with manifestation of different mechanisms of acceleration, are revealed. Quality estimate of the relative abundance of ions of iron and oxygen is received during the disturbance stage of development flux of particles of considered events.

УДК 523.62

СПЕКТРЫ ЭНЕРГИИ И СВОЙСТВА МОЩНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ПОТОКОВ ЧАСТИЦ

Г. С. Минасянц¹, Т. М. Минасянц¹, В. М. Томозов²

¹Астрофизический институт им. В. Г. Фесенкова, Алматы, Казахстан,

²Институт солнечно-земной физики, Иркутск, Россия

Ключевые слова: вспышки, солнечные энергичные потоки частиц, корональные выбросы массы, спектры энергии, содержание элементов.

Аннотация. На примере развития мощных протонных событий 23-го цикла активности: 8 ноября 2000 г., 15 и 18 апреля 2001 г. рассмотрены изменения потоков частиц разных элементов (H, He, O, Fe) в диапазоне энергий 0.04-287.23 MeV. При этом использовались часовые значения спектров энергии. По форме спектров энергии в период возмущенной стадии развития потоков для каждого события получена картина прихода ускоренных частиц к орбите Земли. Обнаружена закономерность – в присутствии интегрального потока протонов интенсивностью $F_{p>60\text{MeV}} > 10^2$ (particles/cm² sec sr), в спектрах энергии наблюдаются резкие скачки значений потоков всех элементов в интервале 1.5-2.5 MeV. Выявлены различные особенности поведения энергетических спектров частиц, связанные с проявлением разных механизмов ускорения. Получена качественная оценка относительного содержания ионов железа и кислорода в период возмущенной стадии развития потоков частиц рассматриваемых событий.

Наиболее значительные события солнечных высокоэнергичных частиц возникают при совместном действии вспышечного ускорения в процессе магнитного пересоединения, а также при возникновении и движении коронального выброса массы (КВМ), сопутствующего развитию вспышки. Важной характеристикой вспышечных потоков ускоренных частиц является поведение их энергетических спектров. Изучение формы энергетических спектров позволяет получить информацию о процессах ускорения частиц и дальнейшем их распространении от Солнца к Земле.

Обычно для анализа используются спектры энергии, построенные для всего периода существования усиленного вспышечного потока частиц по значениям интенсивности потоков в отдельных энергетических интервалах, т.е. усредненную картину по всему времени существования потока. С целью получить более детальную картину развития потока, его структурные свойства, мы использовали спектры энергии с разрешением по времени 1 час для мощных вспышечных событий. При построении спектров энергии частиц H, He, O, Fe стояла важная задача – определить наиболее надежные значения потоков элементов в широком диапазоне энергий при использовании наблюдательных данных с различных космических аппаратов (КА). Для выявления систематических ошибок наблюдений, проведенных на различных инструментах КА, были сопоставлены их результаты. В некоторых датчиках, установленных на разных спутниках, используются подобные интервалы энергий при измерениях потоков частиц, что упрощало сопоставление результатов проводимых измерений. Были приняты во внимание выводы научных групп сопровождения работы инструментов на орбите, а также при расчетах спектров энергии учтены рекомендации, данные в работах [1-3]. В итоге, при расчете спектров энергии приняты надежные данные о потоках частиц и ионов в разных интервалах энергии: ACE ULEIS для H, He, O, Fe при энергии $E_k < 2$ MeV/n; IMP8 GME для H при $E_k = (2-4)$ MeV/n; GOES H для $E_k > 4$ MeV/n; ACE SIS He, O, Fe при $E_k > 10$ MeV/n; WIND EPACT/LEMT He, O, Fe в интервале (2-10) MeV/n. Таким образом, был использован широкий интервал энергий (0.04-287.23)MeV/n.

Спектры энергии для потоков H, He, O, Fe получены с помощью опции “Multi-source spectral plots of energetic particle fluxes” на сайте “OMNIWeb Plus Browser”. Значения энергии частиц и ионов выражены в MeV/nuc и соответственно потоки – в particles/(cm² s sr MeV/nuc).

Проведенное ранее исследование [4] показало, что по виду спектров энергии в развитии вспышечных потоков можно выделить две основные фазы - возмущенную и спокойную. Эти фазы отличаются, в первую очередь, степенью гладкости кривых - возмущенная стадия характеризуется сильными изгибами, спокойная – довольно гладкими кривыми. Переход от возмущенной стадии к спокойной происходит в моменты окончания вспышечного усиления частиц разных энергий. Спокойная стадия характеризуется постепенным уменьшением количества вспышечных частиц до фоновых значений.

Опишем мощное событие 8 ноября 2000 г. Вспышка возникла в 23h50m UT и развивалась в районе с координатами на Солнце N00-10 W75-80, где располагались три активные области AR9212, AR9213, AR9218. Рентгеновский балл вспышки – M7/multiple. По величине интегрального потока протонов $F_{p>30\text{MeV}} = 3.19 \cdot 10^9$ (cm²·sr⁻¹) вспышка оказалась третьей в списке самых мощных событий 23-го цикла активности. Почти параллельно развитию вспышки произошел корональный выброс массы (КВМ) Halo – в 23h06m UT. На расстоянии 20-ти радиусов от Солнца его скорость составляла 2023 км/с, при величине ускорения 69.9 м/с². У Земли ударный фронт КВМ был зарегистрирован 10 ноября в 06h 00m (SOHO), скорость его составляла 850 км/с.

Развитие энергичного потока частиц, при его регистрации на КА вблизи Земли, начинается с нарастания потока частиц наиболее высоких энергий. Со временем область усиления постепенно смещается в сторону меньших энергий. Спектры энергии имеют при этом вид выпуклых холмов или изгибов. Самая заметная особенность в спектрах H и He при $E_k < 1$ MeV/n для начального этапа развития потока энергичных частиц (рисунок 1а) – это ослабление примерно на 1-2 порядка величины значений потока, относительно предвспышечного состояния. Что касается интервала $E_k \sim 10$ MeV/n, то наблюдается обратная картина – поток частиц усилен более чем на порядок. В итоге значения потоков H и He при $E_k \sim 1$ MeV/n примерно в 100 раз меньше соответствующих значений при $E_k \sim 10$ MeV/n. Вообще вид кривых спектров энергии в этот период настолько сильно искажен и деформирован, что отсутствует возможность их удовлетворительной аппроксимации относительно простой функцией. Это также связано с наблюдаемым проявлением еще одного

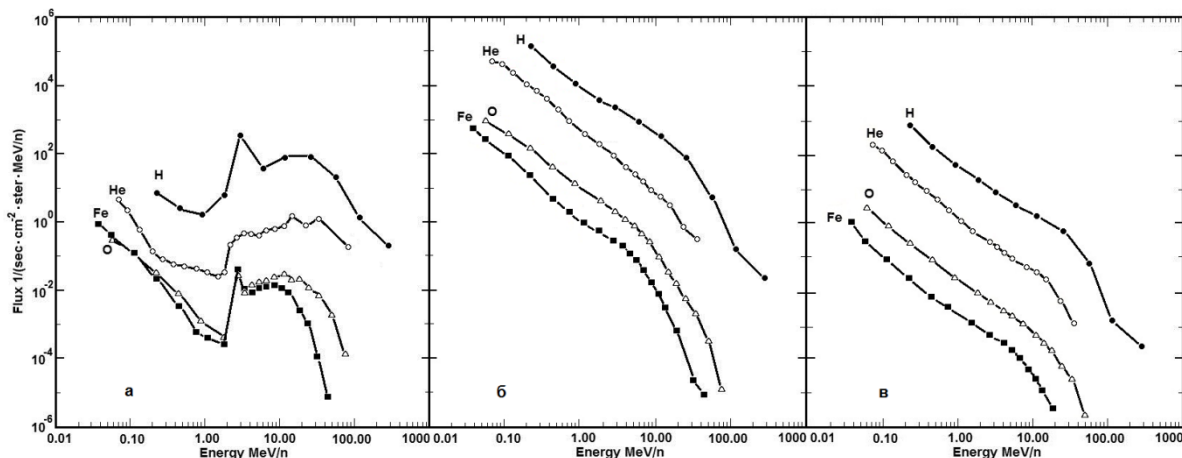


Рисунок 1 – Спектры энергии потоков H, He, O, F события 8-11 ноября 2000 г.

а – спектры энергии начала вспыхивающего потока 8 ноября 0-1h UT; **б** – конец возмущенной стадии потока 10 ноября 6h; **в** – спектры энергии после вспыхивающего состояния солнечного ветра 12 ноября 0-1 h

эффекта – внезапным, резким скачком значений потока в районе 1.5-2.5 MeV. Для объяснения природы резких скачков потоков требуется специальное исследование. В то же время найдена закономерность – в случаях, когда интенсивность интегрального потока протонов $F_{p>60\text{MeV}} > 10^2$ (particles/cm² sec sr), в спектрах всегда присутствуют изломы в виде резких скачков значений потоков для всех элементов. В течение периода 23-го цикла активности наблюдалось всего 11 подобных энергичных событий.

На рисунке 1б приведены спектры энергии рассматриваемых элементов за 10 ноября 2000 г. в 6h UT. Этот момент относится к окончанию возмущенной стадии развития вспыхивающего потока, когда уже прибыли ускоренные частицы во всем интервале указанных энергий, от сотен MeV до сотых долей MeV. В это время величина потоков имеет наибольшие значения для всего вспыхивающего события, что подтверждается почасовым сканированием спектров энергии. С завершением возмущенной стадии потока, спектры приобретают довольно гладкий и стандартный вид, при котором значения потоков частиц меньших энергий превышают значения потоков частиц с большими энергиями. В дальнейшем – в спокойной стадии потока, происходит постепенное уменьшение значений спектров энергии и в завершении процесса (рисунок 1в) наблюдается картина после вспыхивающего неактивного состояния солнечного ветра. Аналогичную структуру и подобные свойства показывают потоки высокоэнергичных частиц и в других мощных событиях.

Интересные результаты были получены при сопоставлении двух событий СКЛ 15 и 18 апреля 2001 г. (рисунок 2).

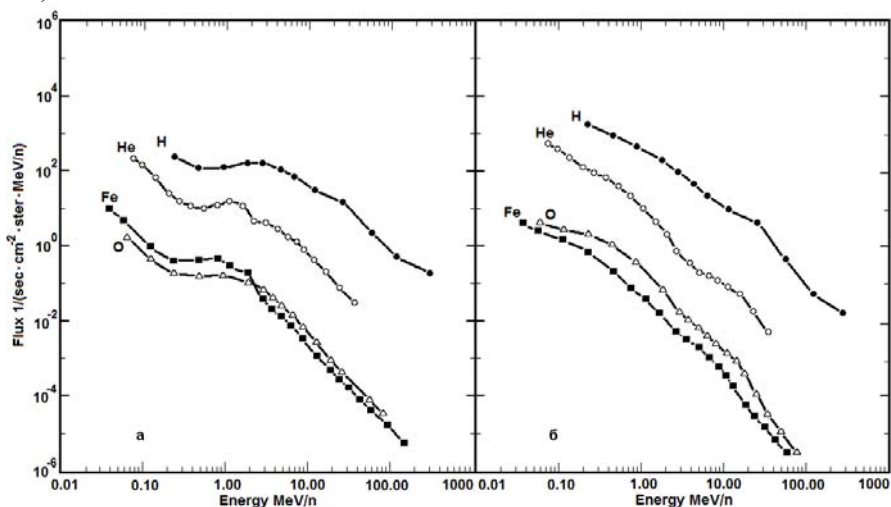


Рисунок 2 – Спектры энергии возмущенной стадии потоков H, He, O, Fe.

а – период 15 апреля 14h – 16 апреля 02h UT 2001 г., **б** – 18 апреля 02h - 19h 2001 г.

Все они возникли в одной активной области AR 9415, соответственно с координатами S20W85 и S20W120. Таким образом, 15 апреля активная область имела сравнительно удобное расположение на солнечном диске для прихода вспышечных частиц от Солнца к Земле, в то время как 18 апреля она располагалась уже на 30° за лимбом. Источниками ускоренных потоков частиц СКЛ 15 апреля были вспышка очень высокого балла X14.4 в 13h 50m UT и КВМ – 14h 06m 31s. 18 апреля за лимбом вспышки фактически не зарегистрировано – только микропоярчание с интенсивностью C2.2 (2h 15m). Но в 2h 30m 05s произошел мощный КВМ типа гало с массой $\sim 10^{15}$ г и энергией $1.9 \cdot 10^{32}$ эрг. Таким образом, с большой вероятностью источником события 18 апреля можно считать развитие выброса КВМ. Об этом свидетельствует и постепенное нарастание потока ускоренных частиц примерно 2 часа (для СКЛ 15 апреля ~ 10 -15 минут). Событию 18 апреля больше подходит термин – корональный выброс солнечных космических лучей.

Различная физическая природа потоков ускоренных частиц для событий 15 апреля (вспышка + КВМ) и 18 апреля (в основном КВМ) отразилась на значениях отношения содержания ионов Fe и O. В событии 18 апреля наблюдаются значения Fe/O достаточно близкие к корональным, что связано, по видимому, с корональным выбросом. В то время как преобладание влияния вспышки приводит к существенному повышению значений Fe/O в событии 15 апреля.

Статья выполнена согласно плану работ по Целевой программе ПФИ АФИФ на 2015–2017 гг.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Mewaldt R. A., et al. Solar-Particle Energy Spectra during the Large Events of October-November 2003 and January 2005 // 29th International Cosmic Ray Conference Pune, 2005. - P.101-104.
 [2] Mewaldt R. A., et al. Update on Spectra and Properties of Ground - Level Events during Solar Cycle 23 // Presentation Second GLE Workshop. 2009. - P.22.
 [3] Reames D. V. and Ng C.K. Streaming-Limited Intensities of Solar Energetic Particles on the Intensity Plateau // Ap.J., 2010, 723. - P.1286-1293.
 [4] Минасянц Г.С., Минасянц Т.М. Свойства развития потоков частиц солнечных космических лучей. Труды XVIII Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца "Солнечная и солнечно-земная физика - 2014". Пулково. С. 287 - 290. 2014.

REFERENCES

- [1] Mewaldt R. A., et al. Solar-Particle Energy Spectra during the Large Events of October-November 2003 and January 2005 // 29th International Cosmic Ray Conference Pune, 2005. - P.101-104.
 [2] Mewaldt R. A., et al. Update on Spectra and Properties of Ground - Level Events during Solar Cycle 23 // Presentation Second GLE Workshop. 2009. - P.22.
 [3] Reames D. V. and Ng C.K. Streaming-Limited Intensities of Solar Energetic Particles on the Intensity Plateau // Ap.J., 2010, 723. - P.1286-1293.
 [4] Minasyants G.S., Minasyants T.M. Properties of development fluxes of Solar Cosmic Rays // Works of XVIII All-Russia annual conference of Solar Physics "Solar and Solar-Terrestrial Physics - 2014". Pulkovo. 2014. P. 287 - 290.

ЭНЕРГИЯ СПЕКТРЛЕРІ ЖӘНЕ БӨЛШЕКТЕРДІҢ КҮШТІ КҮН АҒЫМДАРЫНЫҢ ҚАСИЕТТЕРІ

Г. С. Минасянц¹, Т. М. Минасянц¹, В.М. Томозов²

¹В. Г. Фесенков атындағы Астрофизика институты ЕЖШС, Алматы, Қазақстан,

²Күн-жер физикасы институты, Иркутск, Ресей

Тірек сөздер: жарқыл, бөлшектердің күнді энергиялы ағымдары, массалардың корональды шығарулары, энергия спектрлері, элементтер құрамы.

Аннотация. Мысалда белсенділіктің 23-циклінде күшті протондық оқиғаның дамуы: 2000 жылдың 8 қарашасы, 2001 жылдың 15 және 18 сәуірі энергияның 0.04-287.23 MeV диапазонында әртүрлі элементтердің (H, He, O, Fe) бөлшектері ағымының өзгерістері қарастырылды. Сонымен бірге энергия спектрлерінің сандық мәндері пайдаланылды. Ағымдардың дамуы ауытқуы кезеңінде энергия спектрлерінің нысаны бойынша әрбір оқиға үшін Жер орбитасына жеделдетілген бөлшектердің келу кескіні алынды. Зандылық табылды – $F_{p>60\text{MeV}} > 10^2$ (particles/cm² sec sr) қарқындылықпен протондардың интергалды ағымы кезінде энергия спектрлерінде 1.5-2.5 MeV интервалда барлық элементтер ағымдары мәнінің кенет шабысы байқалады. Жеделдетудің әртүрлі механизмдерінің пайда болуымен байланысты бөлшектердің энергетикалық спектрлерінің мінезінің әртүрлі ерекшеліктері айқындалды. Қарастырылған оқиғаның бөлшектер ағымының дамудың ауытқу кезі мезгілінде темір иондары және оттегі салыстырмалы құрамының сапалы бағасы алынды.

Поступила 15.15.2015 г.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 5, Number 303 (2015), 64 – 72

**OBSERVATIONS OF THE RADIAL VELOCITIES
OF DUST DURING SOLAR ECLIPSES 29.03.2006 AND 01.08.2008**

L. Shestakova, B. Demchenko

Fessenkov Astrophysical Institute, Almaty, Kazakhstan.

E-mail: shest1952@mail.ru

Key words: Solar system, F-corona, circumsolar dust, sungrazers, zodiacal cloud.

Abstract. The results of interferometric observations of the radial velocities of circumsolar dust up to distances of 11 solar radii during total solar eclipses 29.03.2006 and 01.08.2008 are presented. Comparison of the results showed that the dust over the years changes the composition, dynamically is heterogeneous. During the eclipse 29.03.2006 found that the dynamic link with the zodiacal cloud is virtually nonexistent. The orbital motion of dust 29.03.2006 oriented in the direction opposite to the movement of the planets and has a great inclination to the ecliptic plane. The 2006 results show about genetic link the observed orbital motion of the dust with the parent comet Kreutz group, discovered near the sun near the date of the eclipse. In 2008, there was observed a classic zodiacal dust concentrated toward the ecliptic plane.

УДК 523.62

**НАБЛЮДЕНИЯ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ ПЫЛИ
ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНЫХ ЗАТМЕНИЙ 29.03.2006 И 01.08.2008**

Л. И. Шестакова, Б. И. Демченко

Астрофизический институт им. В. Г. Фесенкова, Алматы, Казахстан

Ключевые слова: Солнечная система, F-корона, околосолнечная пыль, сангрейзеры, зодиакальное облако.

Аннотация. Представлены результаты интерферометрических наблюдений лучевых скоростей околосолнечной пыли до расстояний 11 солнечных радиусов во время полных солнечных затмений 29.03.2006 и 01.08.2008. Сравнение результатов показало, что пыль в разные годы меняет состав и динамически неоднородна. Во время затмения 29.03.2006 обнаружено, что динамическая связь с зодиакальным облаком практически отсутствует. Орбитальное движение пыли 29.03.2006 ориентировано в сторону, противоположную движению планет и обладает большим наклоном к плоскости эклиптики. Результаты 2006 года свидетельствуют о генетической связи наблюдаемого орбитального движения пыли с родительскими кометами группы Крейца, обнаруженными около Солнца вблизи даты затмения. В 2008 году наблюдалась классическая зодиакальная пыль, концентрирующаяся к плоскости эклиптики.

Впервые задача наблюдения поля лучевых скоростей пыли во внешней короне Солнца была поставлена и реализована во время полного солнечного затмения 31 июля 1981 года [1].

На тот момент казалось, что выполнение подобных задач в принципе невозможно. Во-первых, из-за необходимости высокого спектрального разрешения (0.5 – 1.0 Å) при кратковременности полной фазы затмения. Во-вторых, из-за существовавших тогда теоретических представлений о частицах Зодиакального пылевого облака как скоплении крупных частиц со средними размерами порядка 30 мкм. Если предположить, что подобные частицы существуют и в F-короне, то преобладающий вклад в суммарный результат на луче зрения должны давать пылевые частицы, ближе

расположенные к Земле, чем к Солнцу. В-третьих, были большие опасения, что спектральный состав рассеянного света земной атмосферы во время затмения подобен солнечному, как и спектр рассеянного света межпланетной пыли. Более того, на элонгациях, превышающих 4 солнечных радиуса, яркость атмосферного фона превосходит яркость короны, и наблюдения более внешних частей короны теряют смысл.

В дальнейшем выяснилось, что размеры пылевых частиц в короне гораздо меньше частиц зодиакального облака. Кроме того, оказалось, что спектральный состав атмосферного фона не имеет аналогичных несмещенных линий, поскольку в нем преобладает непрерывный спектр, идентичный спектру яркой К – короны [1, 2].

Кроме нашей группы, подобными исследованиями занимались коллеги из США [3]. Они использовали технику маскирования спектра по методу Гриффина. В 1979 году они получили профили лучевых скоростей только в двух точках: на расстоянии 3.2 и 4.3 солнечных радиусов и 12 профилей по результатам затмения 11 июля 1991 года. Двумерную информацию о лучевых скоростях пыли в околосолнечной области этим методом получить невозможно. До настоящего времени, ввиду особой сложности эксперимента, после 1991 года никому не удалось получить новых наблюдательных данных по динамике пыли в околосолнечной области, в том числе и коллегам, о которых сказано выше.

После большого перерыва успешные наблюдения поля лучевых скоростей пыли в F - короне проведены нами снова в Казахстане при отличных погодных условиях вблизи п. Мугалжар Актюбинской области во время полного солнечного затмения 29 марта 2006 года [4, 5]. Наблюдения удалось повторить с небольшим перерывом, благодаря тому, что полоса затмения 1 августа 2008 года проходила также близко к нашему региону. Наблюдения проведены в России вблизи г. Барнаул практически одной и той же аппаратурой [6].

Обстоятельства затмений.

29.03.2006. Наблюдения проводились в поселке Мугалжар Актюбинской области, который находился практически в центре полосы затмения. Геодезические координаты места наблюдения: $\varphi = 48^{\circ}35' N$, $\lambda = 58^{\circ}27' E$, разность со всемирным временем - 5 часов. Согласно нашим расчетам, начало полной фазы затмения по всемирному времени, или время наступления 2-го контакта: $T_2=11^h32^m40^s$, конец полной фазы или время наступления 3-го контакта: $T_3=11^h35^m30^s$. Продолжительность полной фазы затмения составила 170 секунд при высоте Солнца над горизонтом 27.5° . В день затмения была безветренная погода и полностью чистое небо.

01.08.2008. Наблюдения проводились в п. “Энергетик” около г. Барнаула, чуть западнее центра полосы. Геодезические координаты места наблюдения: $\varphi = 53^{\circ}18' N$, $\lambda = 83^{\circ}36' E$, разность с всемирным временем - 7 часов. Время наступления 2-го контакта $T_2=10^h47^m26^s$, продолжительность полной фазы составила 131 секунду при высоте Солнца над горизонтом 29.5° . В день затмения с утра было пасмурно, но к моменту затмения небо практически очистилось от облаков.

Аппаратура. Оптическая схема коронографа (рисунок 1) содержит в качестве питающей оптики линзу EL, фокальная плоскость которой совмещена с плоской поверхностью линзы поля (FL), на которой проектируется первичное изображение объекта. Зеркальная искусственная луна (screen), нанесенная с помощью вакуумного напыления на линзу поля, закрывает внутреннюю корону до 2.6 солнечных радиусов (r_{sol}). Эталон фабри-перо (FP) и интерференционный фильтр (IF) помещены в параллельных пучках вблизи выходного зрачка (EP) телескопа, расположенного сразу после CL - коллиматорной линзы, фокальная плоскость которой также как и у EL совмещена с плоской поверхностью линзы поля. Толщина разделителя эталона фабри-перо равна 70 мкм, аппаратный профиль $\delta\lambda_{1/2} \approx 1\text{Å}$. Камерный объектив (CO) – “гелиос-40” со светосилой 1:1.5 – главный элемент, высокая светосила которого позволяет достичь максимального поля зрения оптической системы. Диаметр поля зрения превысил 5° , что позволило получить информацию о поле лучевых скоростей пыли во внешней короне солнца на расстояниях от 3 до 10 r_{sol} .

В качестве приемника изображения использована CCD – камера Arpogee Alta-10 с размером пикселя 14 мкм. Спектр, который воспроизводится с помощью эталона Фабри – Перо имеет форму концентрических колец. Длина волны спектральных линий-колец убывает с ростом радиуса кольца. Измеряя радиус кольца в каждой точке поля зрения, можно определить длину волны, а значит и интегральную доплеровскую скорость пыли на луче зрения.

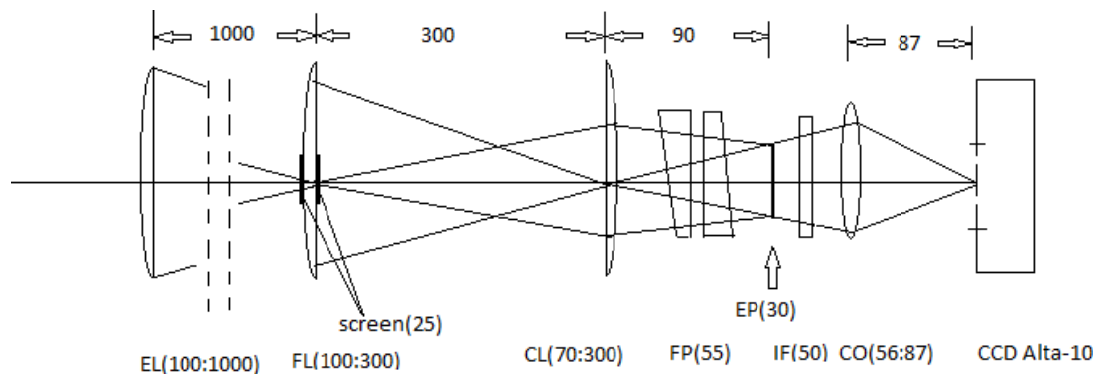


Рисунок 1 – Оптическая схема коронографа для наблюдения поля скоростей во внешней короне Солнца до расстояний $10r_{\text{sol}}$. Цифры около элементов схемы означают диаметр элемента, а для линз – отношение диаметра к фокусному расстоянию

В обоих случаях проведены интерферометрические наблюдения поля лучевых скоростей пыли в F-короне на расстояниях от 3 до 11 солнечных радиусов (r_{sol}) с использованием коронографа (рисунок 1) с эталоном Фабри-Перо. Различие оптической схемы 2008 года от схемы 2006 года состояло только в замене интерференционного фильтра (ИФ). В 2006 году использовался ИФ полушириной 10 \AA настроенный на область линии $\text{MgI } \lambda 5172 \text{ \AA}$, а в 2008 году – ИФ полушириной 20 \AA с максимумом пропускания на $\lambda 5202 \text{ \AA}$.

Наблюдения. В результате наблюдений получены интерферограммы, которые имеют вид концентрических колец, представляющих собой линии поглощения солнечного спектра вблизи зеленых линий MgI . Положение Солнца совмещено с центром колец. Чтобы получить доплеровские смещения линий, мы использовали идентичные снимки рассеянного света дневного неба, содержащие те же линии с нулевым смещением.

Во время полной фазы затмения 29.03.2006 получено 2 снимка с экспозициями 130 секунд и 20 секунд (рисунок 2). На первом кадре содержится информация о лучевых скоростях пыли в F-короне. На втором кадре, полученном в конце полной фазы, зарегистрированы эмиссионные кольца и едва различимы слабые линии поглощения. В дальнейшем выяснилось, что эмиссионные кольца образованы рассеянным в атмосфере светом зеленой корональной линии $\lambda 5303 \text{ \AA}$ в связи с выходом из-за диска Луны ярких внутренних участков короны.

Второй снимок играет важную служебную роль. По кольцам эмиссионной линии этого снимка определен центр интерференционной картины на момент затмения, координаты которого использованы при обработке первого снимка. Для обработки использованы 2 снимка дневного неба,

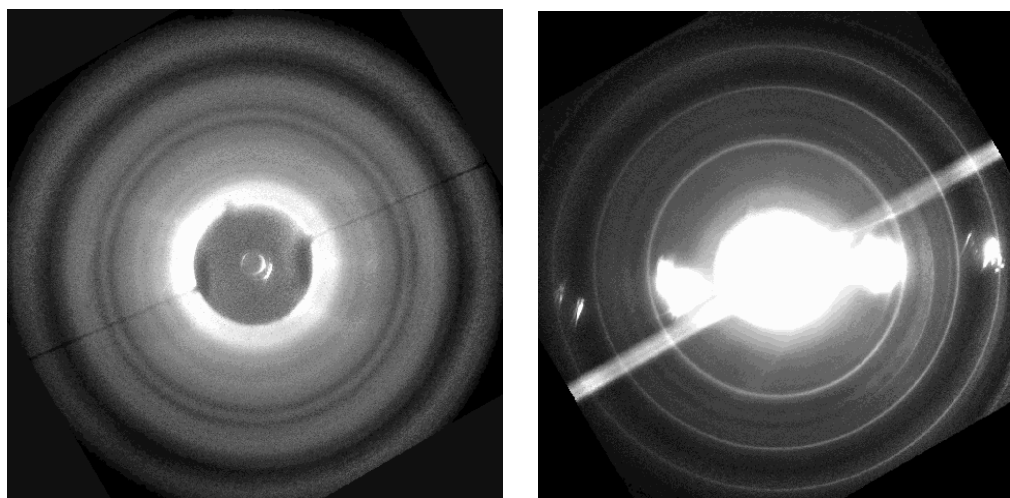


Рисунок 2 – Интерферограммы F-короны 29.03.2006 с экспозициями 130 и 20 секунд. Темная нить поперек поля зрения – суточная параллель. Горизонталь – направление плоскости эклиптики. Запад справа, север вверху.

На 1-м снимке видны только кольца линий поглощения, на 2-м видны эмиссионные кольца

сделанные до и после полной фазы затмения. Сравнение результатов измерений, полученных по двум снимкам сравнения, показало их сходимость в пределах ± 10 км/сек для отдельных участков линий и менее ± 2 км/сек после усреднения по радиусам или позиционным углам.

Поскольку продолжительность полной фазы затмения 1.08.2008 была меньше, чем затмения 29.03.2006 примерно на 30%, мы были вынуждены воспользоваться процедурой бинирования, которая позволяет увеличить чувствительность матрицы за счет объединения 4-х пикселей в один.

Во время полной фазы затмения 01.08.2008 получена серия снимков с экспозициями 100, 15, 2 и 1 секунда. Основная информация о лучевых скоростях пыли в F-короне получена после суммирования 1-го и 2-го кадров. На четвертом кадре, полученном в конце полной фазы, зарегистрированы эмиссионные кольца и едва различимы слабые линии поглощения. По-видимому, как и в 2006 году эмиссионные кольца образованы рассеянным в атмосфере светом зеленой корональной линии $\lambda 5303 \text{ \AA}$. Из списка экспозиций видно, что фаза “зеленой вспышки” в атмосфере земли длится недолго. По окончании полной фазы было сделано несколько снимков неба. Для обработки выбран лучший из них без бликов от близкого солнца, сделанный через 7 минут после окончания полной фазы затмения. Положение центра интерференционных колец “затменных” снимков получено по 3-м кольцам эмиссионной линии $\lambda 5303 \text{ \AA}$, проявившимся на 4-м кадре. По эмиссионным линиям определен и аппаратный профиль $\delta\lambda_{1/2} = 1 \text{ \AA} \pm 0.1 \text{ \AA}$. Сделаны также прямые снимки солнечного диска через плотный фильтр вне полной фазы затмения для определения масштабного фактора и абсолютной привязки фона неба к яркости солнечного диска.

Обработка наблюдений. Материалы затмений 2006 и 2008 годов обработаны с помощью специально составленного блока программ, включающего в себя несколько этапов:

1. После вычета темновых снимков, выполнено исключение “горячих” и “холодных” пиксел с помощью нелинейного кругового медианного фильтра.

2. Учет функции поля. В качестве функции поля использован снимок рассеянного света от лампы накаливания, полученный сразу после полной фазы затмения.

3. Устранение двумерного тренда, или дополнительное выравнивание поля, с использованием линейного кругового фильтра типа «скользящее среднее». Фильтр применяется итеративно до достижения нужной степени сглаживания. Результатом этой обработки является разность $I(x,y) = F(x,y) - F_0(x,y)$, где $F_0(x,y)$ – функция тренда, полученная сглаживанием исходного кадра $F(x,y)$.

4. Фильтрация шумов двумерным фильтром – гауссианой с $\sigma = 1.3$ пикселя, что согласуется с полушириной аппаратного профиля. Этот фильтр устраняет высокочастотную составляющую шума, но не может привести к существенной потере полезной информации.

В результате получены качественные спектры, пригодные для обработки методом корреляций со снимками дневного неба, предварительно обработанными подобным же образом.

Полный алгоритм обработки оказался на удивление эффективным, позволяющим из зашумленных кадров выделить исходный спектр. Полученный спектр после разбиения на участки, содержащие линии поглощения, путем корреляций с аналогичными участками спектра дневного неба, позволяет получить доплеровские смещения в каждом участке спектра с высокой точностью.

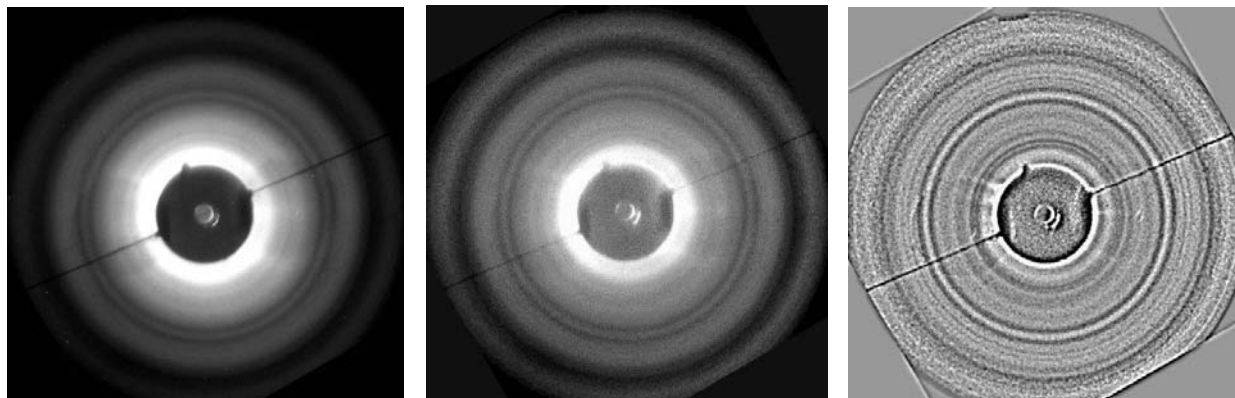


Рисунок 3 – 130-секундная интерферограмма околосолнечной области 29.03.2006 на разных стадиях обработки: исходный кадр, кадр с учетом функции поля и полностью исправленный кадр



Рисунок 4 – Полностью исправленный Спектр 130-секундной интерферограммы околосолнечной области после устранения двумерного тренда и фильтрации шумов. Полная фаза затмения 29.03.2006. Соответствует 3-му изображению рисунка 3

На рисунке 4 представлен спектр околосолнечной области, полностью подготовленный для поиска доплеровских смещений спектральных линий методом корреляций с аналогичными спектрами дневного неба.

Для сравнения со спектрами поглощения на рисунке 5 представлен полностью исправленный спектр околосолнечной области, полученный в конце полной фазы затмения (2-й на рисунке 2). В отличие от снимков дневного неба и главного спектра околосолнечной области, полученного в центре полной фазы, этот спектр содержит мощные эмиссионные пики от линии ионизованного железа FeXIV $\lambda 5303 \text{ \AA}$.



Рисунок 5 – Спектр 20-секундного снимка околосолнечной области. конец полной фазы затмения 29.03.2006. Соответствует 2-му изображению рисунка 2, видна эмиссионная линия в трех порядках интерференции

Для обработки снимка короны 01.08.2008 использован тот же алгоритм, что и в 2006 году. В связи со сменой фильтра, максимум области наблюдения сдвинулся на 30 \AA в длинноволновую сторону ($\lambda_{\text{MAX}} = 5202 \text{ \AA}$) и в обработку попали другие группы линий солнечного спектра.

Из снимков, полученных во время полной фазы затмения 1.08.2008, для обработки выбраны: сумма 1-го и 2-го кадров, а также 4-й кадр, содержащий эмиссионные линии. в качестве опорного снимка для определения доплеровских смещений использован снимок дневного неба, полученный через 7 минут после окончания полной фазы.

На рисунке 6 представлен полностью исправленный околосолнечной области полной фазы затмения 01.08.2008. спектр подготовлен для поиска доплеровских смещений спектральных линий методом корреляций со спектром дневного неба, обработанным аналогичным образом.



Рисунок 6 – Исправленный Спектр 100-секундной интерферограммы околосолнечной области после устранения двумерного тренда и фильтрации шумов

Удивительно, что на этом затмении также как и в 2006 году получены хорошие опорные линии эмиссии FeXIV $\lambda 5303 \text{ \AA}$ для определения центра интерференционных колец и аппаратного профиля инструмента.

Результаты обработки наблюдений

Обработка проведена в полярной системе координат усреднением радиальных разрезов по секторам в пределах $\pm 10^\circ$ от центрального направления. Сделано 36 радиальных разрезов с интервалом 10° . Нумерация позиционных углов начинается от северного полюса эклиптики против часовой стрелки. Восточное направление соответствует 90° , южное – 180° , западное - 270° . Общий объем измерений для кадров 2006 года составляет 11 участков спектра (таблица 1), а для кадров 2008 года - 9 участков спектра от центра интерференционной картины до границы поля зрения. Каждому участку спектра сопоставлены определенные элонгации. Такая процедура проделана вдоль каждого из 36 радиальных направлений.

В таблице 1 показан список 11 интервалов разбиения (в пикселях и солнечных радиусах) вдоль радиальных направлений, которые использованы для кросс-корреляций рабочего снимка затмения 2006 года со снимками сравнения. В указанные интервалы попадают частично разные участки линий поглощения солнечного спектра.

Таблица 1 – Интервалы усреднения по элонгациям (29.03.2006)

№	r (pix)	r (solar radii)	Interval(r)	Interval (r_{sol})	λ (\AA)	element
1	170.0	3.66	145-190	3.12-4.09	5172.69; 5169.04; 5168.91	Mg I, Fe II, Fe I
2	190.0	4.09	145-224	3.12-4.82	5169.04; 5168.91; 5167.33	Fe II, Fe I, Mg I
3	210.0	4.52	190-224	4.09-4.82	5167.33; 5183.62	Mg I, Mg I
4	245.0	5.27	224-262	4.82-5.63	5183.62; 5162.28	Mg I, Fe I
5	280.0	6.02	262-296	5.63-6.37	5159.06; 5172.69	Fe I, Mg I
6	312.0	6.71	296-326	6.36-7.01	5172.69; 5167.33	Mg I, Mg I
7	344.0	7.40	326-360	7.01-7.74	5167.33; 5183.62; 5162.28	Mg I, Mg I, Fe I
8	376.0	8.08	360-392	7.74-8.43	5162.28; 5159.06	Fe I, Fe I
9	408.0	8.77	392-424	8.43-9.12	5172.69; 5167.33	Mg I, Mg I
10	436.0	9.38	424-448	9.12-9.63	5167.33; 5162.28	Mg I, Fe I
11	464.0	9.98	448-476	9.63-10.25	5162.28; 5159.06; 5172.69	Fe I, Fe I, Mg I

Обработка 130-секундного кадра затмения 2006 года проведена дважды: независимо по двум снимкам дневного неба. Обработка суммы 1-го (100 сек) 2-го (15 сек) кадров затмения 2008 года проведена один раз с использованием лучшего снимка дневного неба, полученного через 7 минут после окончания полной фазы.

Вычисление доплеровской скорости производилось по формуле:

$$V = \frac{c(\Delta r)^2}{2f^2} = \frac{3 \cdot 10^6 (0.028)^2 (\Delta r)^2}{2 \cdot (86.65)^2} = 0.01566(\Delta r)^2 \text{ km/s},$$

где $f = 86.65$ мм – фокальное расстояние камерного объектива, 0.028 мм размер пикселя после бинирования 2×2 . $(\Delta r)^2 = (r^2)_{\text{eclipse}} - (r^2)_{\text{sky}}$, где r выражено в пикселях.

На рисунке 7 представлены усредненные по всем элонгациям (от $3.66 r_{\text{sol}}$ до $9.98 r_{\text{sol}}$ в таблице 1) значения лучевых скоростей пыли в F-короне 29.03.2006 в зависимости от позиционного угла. Результаты, получены путем корреляции спектров околосолнечной области со спектрами, полученными из снимков дневного неба, сделанными до и после полной фазы затмения. Оценка ошибки $\sigma \approx 1.8$ км/с.

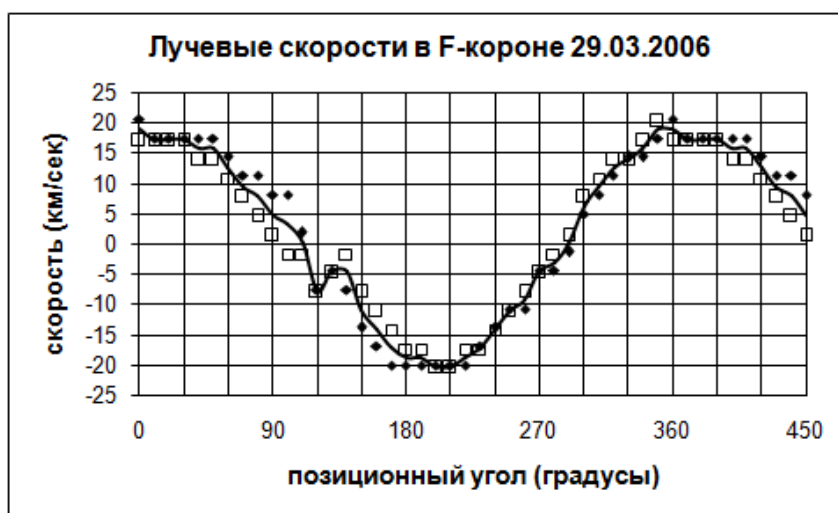


Рисунок 7 – Лучевые скорости пыли в F-короне 29.03.2006. N – соответствует 0° , E - 90° , S - 180° , W - 270° . От 360° до 450° - повторение начала от 0° до 90° . Пустые квадратики и заполненные ромбики – 2 способа обработки с использованием снимков дневного неба, полученных до и после затмения. Линия – среднее между ними

Такой способ усреднения позволяет выделить влияние орбитального движения пыли. При орбитальном движении пыли в плоскости эклиптики, на востоке (вблизи $P=90^\circ$) должны наблюдаться отрицательные доплеровские скорости, а на западе (вблизи $P=270^\circ$) - положительные, как это было по результатам наблюдения 1981 года [1]. На рисунке 7 обнаружена совершенно иная картина. Отрицательные скорости наблюдаются вблизи южного направления ($P \approx 195^\circ$), а положительные вблизи северного направления ($P \approx 15^\circ$). Влияние частиц зодиакального облака проявилось лишь в виде небольшого скачка средней скорости вниз вблизи $P=120^\circ$ и симметричного резкого подъема вверх на $P=300^\circ$.

Результаты наблюдений 2008 года подтверждают наличие упорядоченного кеплеровского движения пыли (рисунок 8), соответствующего направлению движения планет в Солнечной системе, как это было по наблюдениям 1981 года: к востоку от Солнца наблюдаются отрицательные скорости, а к западу – положительные. Результаты 2008 года не противоречат классическому представлению о поведении пыли в Солнечной системе. Такое поведение околосолнечной пыли следует из связи с Зодиакальным пылевым облаком. Зодиакальная пыль постепенно приближается к Солнцу под действием эффекта Пойнтинга-Робертсона, то есть под действием торможений, связанных с давлением радиации и солнечного ветра.

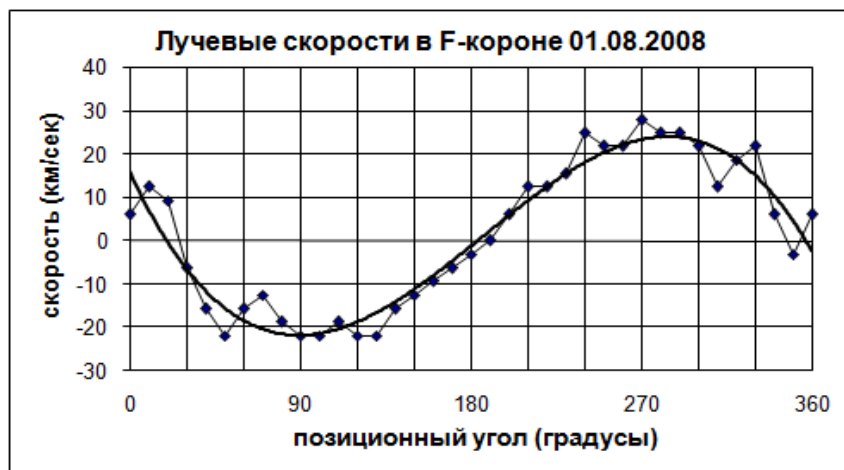


Рисунок 8 – Лучевые скорости пыли в F-короне 01.08.2008. 0° - северный полюс эклиптики. E - 90°, S - 180°, W - 270°. Жирная линия – аппроксимация полиномом 4-го порядка

Результаты 2006 года на первый взгляд кажутся неожиданными. Орбитальное движение пыли явно прослеживается (рисунок 7), но направление главной плоскости орбит в проекции на картинную плоскость ориентировано практически перпендикулярно к эклиптике и знаки наблюдаемых скоростей свидетельствуют об обратном направлении по отношению к орбитальному движению планет.

Проблема происхождения такой ориентации орбит пыли в околосолнечной области разрешилась после сравнения с данными аппарата soho (Solar and Heliospheric Observatory). По данным SOHO за день до солнечного затмения на солнце упала комета группы “Kreutz” и затем через сутки с половиной еще одна комета, двигающаяся по орбите с близкими параметрами. Таким образом, в момент наблюдений вся околосолнечная область заполнена частицами пыли кометы обратного движения группы “Kreutz”, двигающимися по направлению к Солнцу, а также остатками сгоревшей накануне кометы.

Если сравнить треки комет группы Крейца за март-апрель, представленные по данным “SOHO and STEREO Sungrazing Comets” [7], становится очевидной близость направления максимальной амплитуды измеренных лучевых скоростей ($P=15^\circ$ и $P=195^\circ$) к представленным трекам. При сравнении необходимо учесть, что горизонтальное направление на коронографах C2 и C3 аппарата SOHO совпадает с направлением суточной параллели, вдоль которой проходит нить на рисунке 2. В связи с близостью времени наблюдений к весеннему равноденствию (29.03.2006), суточная параллель на наших снимках повернута примерно на 23.5° относительно эклиптики – горизонтали. Орбитальные элементы этих комет и двух предыдущих приведены по данным Marsden [8] в таблице 2.

Таблица 2 – Элементы орбит комет вблизи даты 29.03.2006

Comet	T	q	e	Аргумент перигелия	Долгота восх. узла	Наклон (i)
СК06F050	2006 Mar. 21.96	0.0050	1.0	82.38	4.20	144.57
СК06F060	2006 Mar. 23.04	0.0333	1.0	56.09	75.03	74.13
СК06F070	2006 Mar. 28.64	0.0050	1.0	84.83	3.42	145.72
СК06F080	2006 Mar. 31.10	0.0052	1.0	84.02	5.67	144.58

Таким образом, наблюдаемое “аномальное” распределение лучевых скоростей пыли, указывающее на сильный наклон плоскости орбиты пылинок к плоскости эклиптики в сочетании с обратным направлением движения, может иметь простое объяснение: генетическую связь с падающими на солнце кометами группы Kreutz, зарегистрированными космическим аппаратом soho 28 и 31 марта 2006 года.

Работа выполнена при поддержке гранта № 0075/зф4 Комитета науки МОН РК.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Shcheglov P.V., Shestakova L.I., Ajmanov A.K.. Results of interferometric observations of the F-corona radial velocity field between 3 and 7 solar radii // *Astron. & Astrophys.* 1987. V. 173. P. 383-388.
- [2] Shestakova L.I. Interpretation of F-corona radial velocity observations // *Astron. & Astrophys.* 1987. V. 175. P. 289-291.
- [3] Beavers W.I., Eitter J.J. Radial velocity discriminated coronal photometric measurements at the July 11, 1991 total eclipse // *Planetary & Space Science.* 2009. V. [1] 57. P. 332-343.
- [4] Shestakova L.I., Rspaev F.K., Minasyants G.S. и др. The observation of total solar eclipse on march 29, 2006 in Kazakhstan // *Odessa Astron. Publications.* 2007. V.20. P.203-204.
- [5] Шестакова Л.И., Демченко Б.И., Рспаев Ф.К., Чалобаев А. Интерферометрические наблюдения поля лучевых скоростей пыли в F-короне 29.03.2006 // *Известия НАН РК. Серия физ-мат.* 2011. № 4. С. 73-82.
- [6] Шестакова Л.И., Демченко Б.И., Рспаев Ф.К. и др. Наблюдения лучевых скоростей пыли в F-короне во время полного солнечного затмения 1.08.2008 // *Известия НАН РК. Серия физ-мат.* 2009. № 4. С. 97-104.
- [7] <http://sungrazer.nrl.navy.mil>.
- [8] Marsden B.G. <http://cfa-www.harvard.edu/iau/mpc.html>, Minor Planet Electronic Circular, MPEC 2006-K10.

REFERENCES

- [1] Shcheglov P.V., Shestakova L.I., Ajmanov A.K.. *Astron. & Astrophys.* 1987. V. 173. P. 383-388.
- [2] Shestakova L.I. *Astron. & Astrophys.* 1987. V. 175. P. 289-291.
- [3] Beavers W.I., Eitter J.J. *Planetary & Space Science.* 2009. V. [1] 57. P. 332-343.
- [4] Shestakova L.I., Rspaev F.K., Minasyants G.S. и др. *Odessa Astron. Publications.* 2007. V.20. P.203-204.
- [5] Shestakova L.I., Demchenko B.I., Rspaev F.K., Chalabaev A. *Izvestiya NAN RK. Serija fiz.-mat.* 2011. № 4. P. 73-82. (in Russian).
- [6] Shestakova L.I., Demchenko B.I., Rspaev F.K. et al. *Izvestiya NAN RK. Serija fiz.-mat.* 2009. № 4. P. 97-104. (in Russian).
- [7] <http://sungrazer.nrl.navy.mil>.
- [8] Marsden B.G. <http://cfa-www.harvard.edu/iau/mpc.html>, Minor Planet Electronic Circular, MPEC 2006-K10.

КҮН ТҰТЫЛУ КЕЗІНДЕ ТОЗАҢНАН
СӘУЛЕ ЖЫЛДАМДЫҒЫН БАҚЫЛАУ 29.03.2006 ЖӘНЕ 01.08.2008

Л. И. Шестакова, Б. И. Демченко

«В. Г. Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан

Тірек сөздер: күн жүйесі, F-тәжі, күн маңындағы тозаң, сангрейзерлер, зодиак бұлты.

Аннотация. 29.03.2006 және 01.08.2008 толық күн тұтылуы кезінде 11 күн радиусы қашықтығына дейін күн маңындағы тозаң сәуле жылдамдығының интерферометриялық бақылауларының нәтижелері ұсынылды. Нәтижелерді салыстыру тозаңның әр жылдары құрамын өзгертіп отыратынын және динамикалық біртекті еместігін көрсетті. 29.03.2006 күн тұтылуы кезінде зодиак бұлтпен динамикалық байланыс мүлдем жоқ екендігі анықталды. 29.03.2006 тозаңның орбиталық қозғалысы планеталардың қарама-қарсы бағытына бағытталған және эклиптика жазықтығына үлкен көлбеу болып келеді. 2006 жылдың нәтижелері тұтылу күніне жақын Күн маңында табылған Крейц тобының аналық кометаларымен орбиталық қозғалысы бақыланып отырған тозаңның генетикалық байланысы жөнінде куәландырады. 2008 жылы эклиптика жазықтығына шоғырланған классикалық зодиак тозаңы бақыланды.

Поступила 15.15.2015 г.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 5, Number 303 (2015), 73 – 81

**MODEL OF DISTRIBUTION OF CIRCUMSOLAR DUST ACCORDING
THE RADIAL-VELOCITY OBSERVATIONS DURING SOLAR ECLIPSES****L. Shestakova, B. Demchenko**

Fessenkov Astrophysical Institute, Almaty, Kazakhstan.

E-mail: shest1952@mail.ru

Key words: Solar system, F-corona, circumsolar dust, sungrazers, zodiacal cloud.

Abstract. The results of modeling the distribution of dust in the circumsolar region based the radial-velocity observations in F-corona up to distances of 11 solar radii during total solar eclipses 29.03.2006 and 01.08.2008 are presented. Comparison of the results showed that the dust over the years changes the composition, dynamically is heterogeneous, varies the position of the boundaries of a dust-free zone, and the average size of the particles. The orbital motion of dust 29.03.2006 oriented in the direction opposite to the movement of the planets and has a great inclination to the ecliptic plane. The 2006 results show about genetic link the observed orbital motion of the dust with the parent comet Kreutz group, discovered near the sun near the date of the eclipse. The parameters of the dust distribution near the region of sublimation are obtained. In 2006 there was observed a "black" comet dust with a low albedo ($A = 0.05$) with a high value of the power index in the law of distribution of dust concentration with distance ($\nu = 2.2 > 1$). The average radius of the particles is about 0.8-0.9 microns and dust-free zone radius is 9.1-9.2 solar radii. In 2008, there was observed a classic zodiacal dust concentrated toward the ecliptic plane with classical parameters: $A = 0.1-0.2$, $\nu \approx 1$, the mean particle radius 0.9-1.2 microns, dust-free zone radius 7.0-7.6 solar radii.

УДК 523.62

**МОДЕЛЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОКОЛОСОЛНЕЧНОЙ ПЫЛИ
ПО НАБЛЮДЕНИЯМ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ
ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНЫХ ЗАТМЕНИЙ****Л. И. Шестакова, Б. И. Демченко**

Астрофизический институт им. В. Г. Фесенкова, Алматы, Казахстан

Ключевые слова: Солнечная система, F-корона, околосолнечная пыль, сангрейзеры, зодиакальное облако.

Аннотация. Представлены результаты моделирования распределения пыли в околосолнечной области по наблюдениям лучевых скоростей в F-короне до расстояний 11 солнечных радиусов во время полных солнечных затмений 29.03.2006 и 01.08.2008. Сравнение результатов показало, что пыль в разные годы меняет состав, динамически неоднородна, меняется положение границы беспылевой зоны и средние размеры частиц. Орбитальное движение пыли 29.03.2006 ориентировано в сторону, противоположную движению планет и обладает большим наклоном к плоскости эклиптики. Результаты 2006 года свидетельствуют о генетической связи наблюдаемого орбитального движения пыли с родительскими кометами группы Крейца, обнаруженными около Солнца вблизи даты затмения. Определены параметры распределения пыли вблизи области сублимации. В 2006 году наблюдалась "черная" кометная пыль с низким альбедо ($A = 0.05$) с высоким значением показателя степени в законе распределения концентрации пыли с расстоянием ($\nu = 2.2 > 1$). Средний радиус частиц составляет около 0.8-0.9 мкм и радиус беспылевой зоны равен 9.1-9.2 солнечных радиусов. В 2008 году наблюдалась зодиакальная пыль, концентрирующаяся к плоскости эклиптики с классическими параметрами: $A = 0.1-0.2$, $\nu \approx 1$, средние радиусы частиц 0.9-1.2 мкм, радиус беспылевой зоны 7.0-7.6 солнечных радиусов.

Задача наблюдения поля лучевых скоростей пыли во внешней короне солнца была поставлена и реализована впервые во время полного солнечного затмения 31 июля 1981 года [1, 2].

После большого перерыва, успешные наблюдения поля лучевых скоростей пыли в F-короне проведены нами снова в Казахстане при отличных погодных условиях вблизи п. Мугалжар Актюбинской области во время полного солнечного затмения 29 марта 2006 года [3, 4]. Наблюдения удалось повторить с небольшим перерывом, благодаря тому, что полоса затмения 1 августа 2008 года проходила также близко к нашему региону. Наблюдения проведены в России вблизи г. Барнаул практически с одной и той же аппаратурой [5]. Заново подобраны только интерференционные фильтры и светоприемник – CCD камера Arogee Alta-10. Различие оптической схемы 2008 года от схемы 2006 года состояло только в замене интерференционного фильтра. В 2006 году использовался интерференционный фильтр полушириной 10 \AA настроенный на область линии $\text{MgI } \lambda 5172 \text{ \AA}$, а в 2008 году – фильтр полушириной 20 \AA с максимумом пропускания на $\lambda 5202 \text{ \AA}$.

Во время полной фазы затмения 29.03.2006 получено 2 снимка с экспозициями 130 секунд и 20 секунд (рисунок 1). На первом кадре содержится информация о лучевых скоростях пыли в F-короне. На втором кадре, полученном в конце полной фазы, зарегистрированы эмиссионные кольца и едва различимы слабые линии поглощения. В дальнейшем выяснилось, что эмиссионные кольца образованы рассеянным в атмосфере светом зеленой корональной линии $\lambda 5303 \text{ \AA}$ в связи с выходом из-за диска Луны ярких внутренних участков короны.

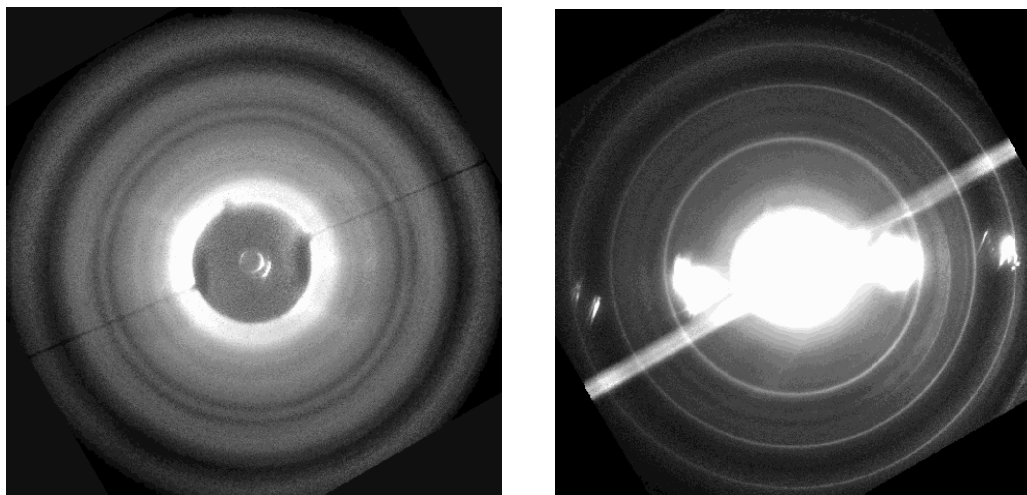


Рисунок 1 – Интерферограммы F-короны 29.03.2006 с экспозициями 130 и 20 секунд. Темная нить поперек поля зрения – суточная параллель. Горизонталь – направление плоскости эклиптики. Запад справа, север вверху. На 1-м снимке видны только кольца линий поглощения, на 2-м видны эмиссионные кольца

Спектральные линии имеют вид концентрических колец, радиусы которых однозначно определяют длину волны. Опорными спектрами служили снимки дневного неба, сделанные до и после полной фазы затмения. Такие снимки содержат те же линии спектра с нулевым доплеровским смещением. Для получения точных значений доплеровских смещений, а по ним и лучевых скоростей пыли в выбранных участках поля зрения, использован метод корреляций «затменных» спектров со спектрами сравнения дневного неба.

Модель распределения околосолнечной пыли. Для построения модели распределения пыли вблизи области сублимации около Солнца использованы усредненные данные для выбранных направлений в пределах $\pm 30^\circ$ с разбиением на участки вдоль элонгации (радиуса). Для каждого интервала радиусов в промежутке между центром интерференционной картины и краем поля зрения (рисунок 1) получено среднее значение лучевой скорости в заданном угловом секторе. За основное направление выбраны: $P = 15^\circ - 195^\circ$ для результатов затмения 2006 года и направление $P = 90^\circ - 270^\circ$, т.е. плоскость эклиптики для результатов затмения 2008 года. Указанные направления соответствуют главной плоскости орбит пыли в проекции на картинную плоскость и показывают максимальные величины скоростей.

Для этих выделенных направлений, где скорости максимальны, на рисунке 2 приведены результаты наблюдений лучевых скоростей пыли в F-короне 29.03.2006 и 01.08.2008 в зависимости от элонгации, выраженной в солнечных радиусах (r_{sol}). Величины скоростей получены усреднением в пределах $\pm 30^\circ$ вблизи основного направления. Кроме того, радиальные направления, расположенные вдоль одного диаметра усреднены между собой: $V_{\text{obs}} = [V(P=15^\circ) - V(P=195^\circ)]/2$ для 2006 года, и $V_{\text{obs}} = [V(P=270^\circ) - V(P=90^\circ)]/2$ для 2008 года, т.е. Усреднение проведено со сменой знака для направления, где скорости отрицательны.

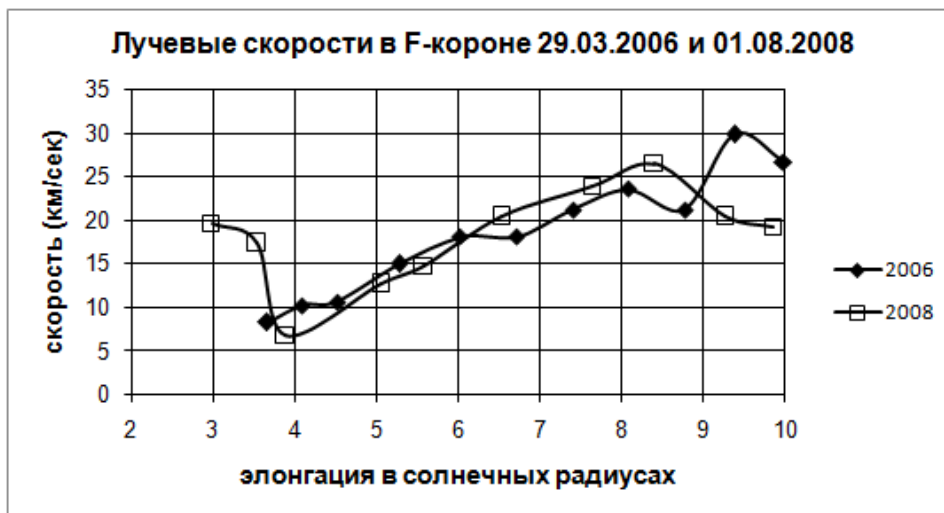


Рисунок 2 – Усредненные по секторам в пределах $\pm 30^\circ$ разности лучевых скоростей пыли в F-короне для позиционных углов, в направлении которых наблюдаемые скорости максимальны: $V(P=15^\circ) - V(P=195^\circ)$ для затмения 29.03.2006 и $V(P=270^\circ) - V(P=90^\circ)$ для затмения 01.08.2008

При таком сложении компенсируется влияние радиальной составляющей орбитальной скорости, остается только проекция тангенциальной составляющей на луч зрения. Для построения модели околосолнечного пылевого облака используем результаты, представленные на рисунке 2. Удивительно, что средние части кривых рисунка 2 в диапазоне элонгаций 4-9 солнечных радиусов, полученные в разные годы, оказались довольно близки по наклону и величинам.

Из теории известно, что наблюдаемая интегральная по лучу зрения скорость должна убывать с расстоянием (элонгацией) от Солнца согласно закону Кеплера $\sim r^{-1/2}$, что не соответствует результатам наших наблюдений. На рисунке 2 наблюдаемые скорости возрастают с элонгацией. Как будет показано далее, такое поведение наблюдаемой скорости возможно в случае, если луч зрения пересекает пустую беспылевую зону.

Для расчетов наблюдаемой лучевой скорости примем следующие предположения:

- За пределами беспылевой зоны пыль движется вокруг солнца по орбитам, близким к прямым круговым кеплеровским орбитам. Предположение основано на том, что у частиц в свободном дрейфе в солнечной системе под действием торможений, то есть за счет действия эффекта Пойнтинга-Робертсона уменьшается большая полуось и эксцентриситет и орбиты приближаются к круговым.

- Концентрация пыли в зависимости от гелиоцентрического расстояния меняется по степенному закону [6]:

$$n(R) = n_0(R/R_0)^{-\nu}, \quad (1)$$

где n_0 – концентрация пыли на расстоянии земной орбиты R_0 , R – расстояние от Солнца.

- Этот закон справедлив для частиц всех размеров, то есть средний радиус частиц не зависит от расстояния R .

- В расчетах будем использовать механизм дифракционного рассеяния, то есть предположение о том, что параметр рассеяния $x = 2\pi a/\lambda \geq 5$, или радиус пылевых частиц $a \geq 0.4 \mu\text{м}$.

Рисунок 3 иллюстрирует геометрию рассеяния к западу от Солнца. Прицельное расстояние: $r = R_0 \sin \varepsilon / r_{\text{sol}}$ – соответствует элонгации в единицах радиуса солнца.

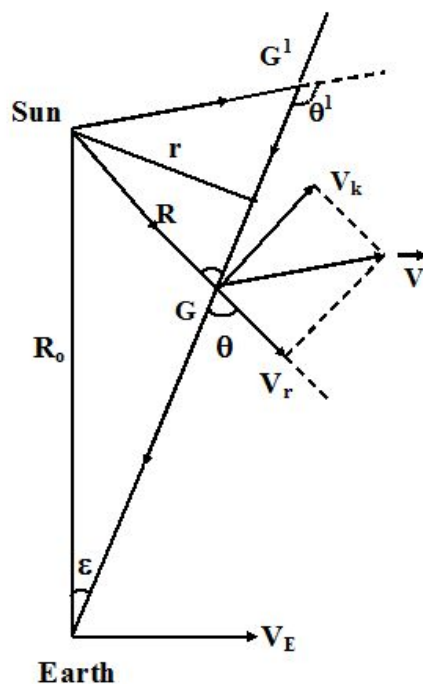


Рисунок 3 – Геометрия рассеяния. EarthGG¹ – луч зрения. G – частица на луче зрения на расстоянии R от Солнца, θ – угол рассеяния, r – прицельное расстояние или элонгация (нормаль к лучу зрения), ε – элонгация в угловой мере, V – скорость частицы, V_r – радиальная компонента скорости, V_k ⊥ R – тангенциальная составляющая скорости, V_E – орбитальная скорость Земли

В рассеянном солнечном свете наблюдаемая доплеровская скорость частицы складывается из трех компонент:

- Проекция скорости V на направление Солнце – частица, то есть радиальная скорость частицы V_r по отношению к Солнцу.
- Проекция скорости на направление частица – Земля, то есть на луч зрения.
- Проекция скорости земли V_E на луч зрения.

В результате, наблюдаемая к западу от Солнца вдоль луча зрения скорость частицы, имеет вид:

$$V_{\text{obs}} = V_r - V_r \cos \theta + V_k \sin \theta - V_e \sin \varepsilon. \quad (2)$$

К востоку от Солнца знаки 3-го и 4-го членов этого выражения (2) должны быть заменены на противоположные. Это обстоятельство дает нам возможность усреднить наблюдательный материал двумя способами, чтобы выделить отдельно влияние радиальной (V_r) и тангенциальной (V_k) компонент скорости. Тангенциальную скорость V_k мы будем считать кеплеровской круговой скоростью.

Наблюдаемая яркость F-короны является суммой рассеянного солнечного излучения на всех частицах пыли, находящихся на луче зрения и может быть представлена. Мы будем использовать его в виде [6]:

$$B(\varepsilon) = k_0 \sin^{-\nu-1}(\varepsilon) \int_{\varepsilon}^{\pi} \sin^{\nu}(\theta) \sigma(\theta) d\theta \quad (3)$$

где $k_0 = F_0 R_0 n_0$, $[F_0] = \text{эрг см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{Å}^{-1}$ – солнечная постоянная для данной длины волны λ , $[\sigma(\theta)] = \text{см}^2 \text{стер}^{-1}$ – средняя функция рассеяния, зависящая от размеров и материала частиц. Согласно [7] функция дифракционного рассеяния имеет вид:

$$\sigma(\theta) = a^2 \frac{J_1^2(x\theta)}{\theta^2} \quad (4)$$

где $x = 2\pi a/\lambda \geq 5$ - параметр рассеяния, a - радиус частицы, θ - угол рассеяния, J_1 - функция Бесселя 1-го порядка действительного аргумента. Этот механизм эффективен при малых углах рассеяния и для достаточно крупных частиц F-короны должен преобладать над изотропным рассеянием, чем мы и воспользовались.

Аналогично яркости, наблюдаемые лучевые скорости в F-короне являются средними, взвешенными по монохроматическим яркостям от всех движущихся частиц, лежащих на луче зрения [8]:

$$V(\varepsilon) = \frac{\int V_{obs} dB_\lambda}{\int dB_\lambda}. \quad (5)$$

Если наблюдаемые скорости V_{obs} усреднить для западного и восточного направлений с учетом смены знака для восточного направления в выражении (2), то члены V_r и $V_r \cos \theta$ уничтожаются в предположении симметрии восток-запад. В этом случае выделяется тангенциальная компонента скорости, а для кругового движения это будет проекция орбитальной скорости на луч зрения. Для анализа выберем измерения лучевых скоростей, усредненные по позиционному углу в пределах $\pm 30^\circ$ вблизи плоскости эклиптики или иной плоскости концентрации орбит пыли (рисунок 2). Из геометрии рассеяния (рисунок 3) следует: $r = R \sin \theta = R_0 \sin \varepsilon$.

Поскольку круговая орбитальная скорость на расстоянии R равна $V_k = V_E(R_0/R)^{1/2}$, то проекция ее на луч зрения к западу от Солнца равна:

$$V_{obs} = \mu V_E \sin^{3/2} \theta \sin^{-1/2} \varepsilon - V_E \sin \varepsilon, \quad (6)$$

где V_E - круговая скорость частицы на расстоянии земной орбиты, $\mu = (1-\beta)^{1/2}$, β - отношение силы светового давления на частицу в силе тяготения. После интегрирования по лучу зрения согласно (5) получим:

$$V(\varepsilon) = \mu V_E \sin^{-1/2}(\varepsilon) \frac{\int_{\varepsilon}^{\pi} \sin^{v+3/2}(\theta) \sigma(\theta) d\theta}{\int_{\varepsilon}^{\pi} \sin^v(\theta) \sigma(\theta) d\theta} - V_E \sin(\varepsilon) \quad (7)$$

После сравнения интеграла скорости (7) с наблюдениями можно получить оценки некоторых параметров околосолнечного пылевого облака. Из (7) видно, что наблюдаемая интегральная скорость должна изменяться в зависимости от элонгации так же, как и V_{obs} , то есть $\sim \sin^{-1/2} \varepsilon$ в соответствии с кеплеровским законом.

Преобразуем интеграл (7) в соответствии с предположением о существовании беспылевой зоны внутри $R < r_0$. Предположим, что наши наблюдения получены внутри области элонгаций $r < r_0$. В этом случае, каждый интеграл в (3) и (7) разбивается на 2 интеграла: один в пределах от ε до $\theta_0 = \arcsin(R_0 \sin(\varepsilon/r_0))$, другой от $\pi - \theta_0$ до π .

Результаты модельных расчетов в сравнении с наблюдениями представлены на рисунках 4 и 5. Расчеты проведены в 2-х вариантах.

В 1-м варианте использована локальная или одночастичная функция рассеяния $\sigma(\theta)$, которая зависит от угла θ , как от основного аргумента, и еще от двух параметров, входящих в теорию:

$$\sigma(\theta) = \sigma(\theta; a, A) = a^2 \left[\frac{A}{4} + \left(\frac{J_1(x \cdot \sin(\theta))}{\sin(\theta)} \right)^2 \right], \quad (8)$$

В итоге задача сводится к поиску 5-ти параметров: a - размер частицы, r_0 - радиус беспылевой зоны, v - показатель степени в формуле (1), β - отношение светового давления к силе тяготения частицы и A - Альбеда.

Для определения этих параметров используем набор измерений $V_{obs,i}$ согласно рисунку 2. Для этого из теории рассчитаем скорости $V_{calc,i}$ для тех же элонгаций. В качестве критерия согласованности теории с наблюдениями возьмем минимум среднеквадратичного отклонения dV в смысле "О-С" (Observation - Calculation):

$$dV(a, R_0, \nu, \beta, A) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (V_{obs,i} - V_{calc,i})^2}{N}} = \min \quad (9)$$

Оптимальными параметрами, соответствующими наблюдениям, будем считать такие, которые удовлетворяют критерию (9).

Во 2-м варианте использована интегральная функция рассеяния, которая получена суммарным действием частиц, радиусы которых распределены по степенному закону: $n(a, \gamma) = n_0 \cdot (a/a_0)^{-\gamma}$, где γ – показатель степени. В этом случае интегральная функция рассеяния $\sigma(\theta)$ зависит от угла θ как от основного аргумента, и еще от четырех параметров, входящих в теорию:

$$\sigma(\theta) = \sigma(\theta; a_1, A, a_2, \gamma) = \frac{\int_{a_1}^{a_2} S(\theta; a, A) \cdot n(a, \gamma) \cdot da}{\int_{a_1}^{a_2} n(a, \gamma) \cdot da}, \quad (10)$$

где $S(\theta; a, A)$ – локальная функция рассеяния одной частицы, совпадающая с (8). Здесь a_1 и a_2 – минимальный и максимальный радиусы частиц.

Совпадение модели с наблюдениями в 1-м варианте для затмения 29.03.2006 оказалось очень хорошим (рисунок 4). При минимальном значении $dV = 1.633$ км/сек, радиус беспылевой зоны $r_0 = 9.20 r_{sol}$, радиус частиц $a = 0.91$ мкм, показатель закона изменения концентрации частиц с расстоянием (1) $\nu = 2.2$, действие светового давления $\beta = 0.7$ и альбеда частиц $a=0.05$.

Наилучшее согласие с наблюдениями в случае применения интегральной функции рассеяния получено при $dV = 2.045$. Параметры модели: $a_1 = 0.61$ мкм, $r_0 = 9.1 r_{sol}$, $\nu = 2.2$, $\beta = 0.74$, $a=0.05$, $\gamma = 5.2$. Результаты расчетов практически не зависят от верхнего предела радиусов частиц. В расчетах во всех случаях принято: $a_2 = 10$ мкм. Оценка ошибки, полученная при моделировании, не превосходит ошибки наблюдений, что может служить дополнительным свидетельством реалистичности модели, несмотря на грубую аппроксимацию орбит круговым кеплеровским движением.



Рисунок 4 – Модель распределения околосолнечной пыли в сравнении с наблюдениями Vobs для 29.03.2006. Vcalc – расчет с локальной функцией рассеяния, Vcalc_int – расчет с интегральной функцией рассеяния

Чтобы можно было сравнивать расчеты с локальной и интегральной функцией рассеяния, мы рассчитали эффективное (средневзвешенное) значение размера частицы a_s с тем же весом $n(a, \gamma)$ и в тех же пределах усреднения:

$$a_s = a_s(a_1, a_2, \gamma) = \frac{\int_{a_1}^{a_2} a \cdot n(a, \gamma) \cdot da}{\int_{a_1}^{a_2} n(a, \gamma) \cdot da} \quad (11)$$

В наших расчетах получено: $a_s = 0.79$ мкм, что несколько меньше величины $a = 0.91$ мкм, полученной в расчетах с локальной функцией рассеяния.



Рисунок 5 – Модель распределения околосолнечной пыли в сравнении с наблюдениями Vobs для 01.08.2008. vcalc – расчет с локальной функцией рассеяния, Vcalc_int – расчет с интегральной функцией рассеяния

Сравнение модели с наблюдениями для затмения 01.08.2008 (рисунок 5) показало другие величины модельных параметров. При минимальном значении $dV = 3.507$ км/сек, радиус беспылевой зоны $r_0 = 7.00 r_{sol}$, радиус частиц $a = 1.15$ мкм, показатель закона изменения концентрации частиц с расстоянием (1) $\nu = 1.0$, действие светового давления $\beta = 0.01$ и альбедо частиц $A=0.20$.

Наилучшее согласие с наблюдениями в случае применения интегральной функции рассеяния получено при $dV = 3.637$. Параметры модели: $a_1 = 0.57$ мкм, $r_0 = 7.6 r_{sol}$, $\nu = 1.08$, $\beta = 0.02$, $A=0.10$, $\gamma = 4.0$. Среднее значение радиуса частиц $a_s = 0.85$ мкм, что также меньше величины $a = 1.15$ мкм, полученной в расчетах с локальной функцией рассеяния. Критерий согласованности модели с наблюдениями $dV = (3.5 - 3.6)$ км/сек, полученный при моделировании результатов наблюдений 2008 года значительно превышен в сравнении с 2006. Точность наблюдений в 2008 году действительно была несколько хуже, чем в 2006 году.

Дело в том, что небо во время затмения 2008 года было примерно в 2 раза ярче, чем в 2006 году, когда были идеальные погодные условия. Это означает, что контраст линий F-короны был значительно ниже.

Кроме того, на малых элонгациях в 2008 году наблюдался сильный перепад скоростей, который можно объяснить наличием внутренней зоны сублимации тугоплавких частиц. Повышение величины критерия согласованности dV может иметь именно такое простое объяснение, поскольку в модель не вводилось наличие 2-й зоны сублимации. Тем не менее, результаты моделирования, относящиеся к внешней зоне сублимации, вполне реалистичны и полученные параметры соответствуют параметрам зодиакального пылевого облака [9, 10].

Результаты моделирования и выводы. Итак, оказалось, что, несмотря на различия в направлениях движения пылевых облаков около Солнца, удается выделить основной тип орбитального движения, в который вовлечена основная масса пыли в заданный момент времени, соответствующий времени наблюдения солнечного затмения. В этом случае пространственное распределение пыли вблизи области сублимации поддается моделированию. Наилучшее согласие с наблюдениями поля лучевых скоростей пыли для затмений разных лет представлено в таблице. Результаты, полученные в 1981 году, представлены в таблице 4 по данным [2]. Величины β , A и γ , указанные в скобках, заданы предположительно, а не получены из модели.

Параметры распределения пыли вблизи зоны сублимации

dV(km/s)	$r_0(r_{sol})$	$a_1(mkm)$	$a(mkm)$	$a_s(mkm)$	v	β	V	γ
31.07.1981, Vcalc								
≈ 10	6.5-7.0	0.2	0.4-0.5	–	1.1	(0-0.5)	(0.25)	(4.0)
29.03.2006, Vcalc								
1.633	9.2	–	0.91	–	2.2	0.7	0.05	–
29.03.2006, Vcalc_int								
2.045	9.1	0.61	–	0.79	2.2	0.74	0.05	5.2
01.08.2008, Vcalc								
3.507	7.0	–	1.15	–	1.0	0.01	0.20	–
01.08.2008, Vcalc_int								
3.637	7.6	0.57	–	0.85	1.08	0.02	0.10	4.0

Результаты наших ранних наблюдений 1981 и 1991 гг. Показали, что пылевые частицы в околосолнечной зоне почти на 2 порядка меньше частиц Зодиакального облака. Кроме классической компоненты пылевого населения Солнечной системы, обнаружено, что около Солнца существуют пылевые частицы обратного движения, о чем свидетельствует раздвоение некоторых участков спектральных линий (колец). Источником такой пыли могут быть кометы обратного движения.

Более рафинированные наблюдения 2006 и 2008 гг. Показали, что в 2006 году мы наблюдали определенно кометную пыль. Об этом говорят не только данные о близком по времени прохождении комет группы Крейца, но и сами полученные параметры модели. В 2006 году наблюдалась "черная" кометная пыль с низким альбедо ($A = 0.05$) с высокой степенью концентрации вблизи беспылевой зоны ($v = 2.2$), сильным световым давлением ($\beta = 0.70-0.74$) и более "крутым" распределением по размерам ($\gamma = 5.2 > 4.0$), чем это принято при рассмотрении астероидной пыли [9, 10]. Радиус беспылевой зоны совпал с положением наблюдаемого [11] инфракрасного избытка вблизи $r = 9 r_{sol}$. Этот результат не противоречит известным данным о температурах плавления легкоплавких железосодержащих оливинов (1200 К) и пироксенов (1300 К), что соответствует в чернотельном приближении расстояниям (9-11) r_{sol} . Средние радиусы частиц ($a = 0.8 - 0.9$ мкм) имеют слишком большие величины светового давления, что возможно для "легких" кометных частиц, включающих органические соединения.

Результаты 2008 года свидетельствуют об астероидном происхождении наблюдаемой пыли, для которой получены стандартные значения параметров, близкие к классическим значениям для более крупных частиц зодиакального облака: v близко к 1, β близко к 0, альбедо $A = 0.1-0.2$ в соответствии с моделью зодиакального облака, полученного из инфракрасных наблюдений [10].

Работа выполнена при поддержке гранта № 0075/ГФ4 Комитета науки МОН РК.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Shcheglov P.V., Shestakova L.I., Ajmanov A.K.. Results of interferometric observations of the F-corona radial velocity field between 3 and 7 solar radii // *Astron. & Astrophys.* 1987. V. 173. P. 383-388.
- [2] Shestakova L.I.. Interpretation of F-corona radial velocity observations // *Astron. & Astrophys.* 1987. V. 175. P. 289-291.
- [3] Shestakova L.I., Rspaev F.K., Minasyants G.S. и др. The observation of total solar eclipse on march 29, 2006 in Kazakhstan // *Odessa Astron. Publications.* 2007. V.20. P.203-204.
- [4] Шестакова Л.И., Демченко Б.И., Рспаев Ф.К., Chalabaev A. Интерферометрические наблюдения поля лучевых скоростей пыли в F-короне 29.03.2006 // *Известия НАН РК. Серия физ-мат.* 2011. № 4. С. 73-82.
- [5] Шестакова Л.И., Демченко Б.И., Рспаев Ф.К. и др. Наблюдения лучевых скоростей пыли в F-короне во время полного солнечного затмения 1.08.2008 // *Известия НАН РК. Серия физ-мат.* 2009. № 4. С. 97-104.
- [6] Leinert C. Zodiacal light – a measure of the interplanetary environment // *Sp.Sc.Rev.* 1975. V. 18. P. 281-339.
- [7] Van de Hulst H.C. Zodiacal light in the solar corona // *Astrophys. J.* 1947. V. 107. P. 471-497.
- [8] Hicks T.R., May B.H., Reay N.K. An investigation of the motion of zodiacal dust particles // *MNRAS.* 1974. V. 166. P. 439-448.
- [9] Ishimoto H. Modeling the number density distribution of interplanetary dust on the ecliptic plane within 5AU of the Sun // *Astron. Astrophys.* 2000. V. 362. P. 1158-1173.
- [10] Kelsall T., Weiland J.L., Franz B.A. et al. The COBE diffuse infrared background experiment search for the cosmic infrared background. II. Model of the interplanetary dust cloud // *Astrophys. J.* 1998. V. 508. P. 44-73.
- [11] MacQueen R.M. Infrared observation of the outer solar corona // *Astrophys. J.* 1968. V.154. P. 1059-1076.

REFERENCES

- [1] Shcheglov P.V., Shestakova L.I., Ajmanov A.K.. *Astron. & Astrophys.* 1987. V. 173. P. 383-388.
- [2] Shestakova L.I. *Astron. & Astrophys.* 1987. V. 175. P. 289-291.
- [3] Shestakova L.I., Rspaev F.K., Minasyants G.S. и др. *Odessa Astron. Publications.* 2007. V.20. P.203-204.
- [4] Shestakova L.I., Demchenko B.I., Rspaev F.K., Chalabaev A. *Izvestiya NAN RK. Serija fiz.-mat.* 2011. № 4. P. 73-82. (in Russian).
- [5] Shestakova L.I., Demchenko B.I., Rspaev F.K. et al. *Izvestiya NAN RK. Serija fiz.-mat.* 2009. № 4. P. 97-104. (in Russian).
- [6] Leinert C. *Sp.Sc.Rev.* 1975. V. 18. P. 281-339.
- [7] Van de Hulst H.C. *Astrophys. J.* 1947. V. 107. P. 471-497.
- [8] Hicks T.R., May B.H., Reay N.K. *MNRAS.* 1974. V. 166. P. 439-448.
- [9] Ishimoto H. *Astron. Astrophys.* 2000. V. 362. P. 1158-1173.
- [10] Kelsall T., Weiland J.L., Franz B.A. et al. *Astrophys. J.* 1998. V. 508. P. 44-73.
- [11] MacQueen R.M. *Astrophys. J.* 1968. V.154. P. 1059-1076.

КҮН ТҰТЫЛУ КЕЗІНДЕГІ СӘУЛЕ ЖЫЛДАМДЫҒЫНЫҢ БАҚЫЛАУЛАРЫ БОЙЫНША КҮН МАҢЫНДАҒЫ ТОЗАҢНЫҢ ТАРАЛУ ҮЛГІСІ

Л. И. Шестакова, Б. И. Демченко

«В. Г. Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан

Тірек сөздер: Күн жүйесі, F-тәжі, күн маңындағы тозаң, сангрейзерлер, зодиак бұлты.

Аннотация. 29.03.2006 және 01.08.2008 толық күн тұтылуы кезінде 11 күн радиусы қашықтығына дейін F-тәжі сәуле жылдамдығының бақылаулары бойынша күн маңындағы аймақта тозаңның таралу үлгісінің нәтижелері ұсынылды. Нәтижелерді салыстыру тозаңның әр жылдары құрамын өзгертіп отыратынын және динамикалық біртекті еместігін, тозаңсыз аймақтың шегарасының орналасуы және бөлшектердің орташа көлемі өзгеретінін көрсетті. 29.03.2006 тозаңның орбиталық қозғалысы планеталардың қарама-қарсы бағытына бағытталған және эклиптика жазықтығына үлкен көлбеу болып келеді. 2006 жылдың нәтижелері тұтылу күніне жақын Күн маңында табылған Крейц тобының аналық кометаларымен орбиталық қозғалысы бақыланып отырған тозаңның генетикалық байланысы жөнінде қуәландырады. Сублимация аймағына жақын тозаңның таралу параметрлері анықталды. 2006 жылы қашықтықпен ($v = 2.2 > 1$) тозаң концентрациясы таралу заңында көрсеткіштің үлкен мәнімен ($A = 0.05$) төмен альбедомен "қара" комета тозаңы бақыланды. Бөлшектердің орташа радиусы 0.8-0.9 мкм маңында құрайды және шаңсыз аймақ радиусы 9.1-9.2 күн радиустарына тең. 2008 жылы эклиптика жазықтығына концентрацияланған классикалық параметрлермен зодиак тозаңы бақыланды: $A = 0.1-0.2$, $v \approx 1$, бөлшектердің орташа радиусы 0.9-1.2 мкм, шаңсыз аймақ радиусы 7.0-7.6 күн радиустары.

Поступила 15.15.2015 г.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 5, Number 303 (2015), 82 – 86

THE STUDY OF METAN-AMMONIUM ABSORPTION ON JUPITER IN SEASON OF 2015 VISIBILITY. I. EQUATORIAL AREA

V. D. Vdovichenko, G. A. Kirienko, P. G. Lysenko

DTOO "V. G. Fessenkov Astrophysical Institute ", Almaty, Kazakhstan.

E-mail: vdv1942@mail.ru

Key words: Jupiter, methane, ammonia, absorption bands, infrared region.

Abstract. On the base of spectral observations of 2015 we received methane and ammonia absorption variations across the disk of Jupiter. The original method of spectrum processing allows distinguishing the ammonia absorption bands against the background of strong methane absorption ones in the near infrared spectral region. The CH₄ and NH₃ spectral characteristics are investigated for five typical cloud formations of the planet: EZ, SEB, NEB, STrZ, NTrZ and the central meridian. A special attention we give to ammonia behavior because of small number of similar studies. The peculiarities of ammonia absorption variations along the equator of Jupiter using the NH₃ 645 nm absorption band behavior are given. These peculiarities are suggested to be explained by changes in the concentration of NH₃ throughout the gaseous atmosphere of Jupiter down to levels ~ 8 bar.

УДК 523.45

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТАНОВО-АММИАЧНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ НА ЮПИТЕРЕ В СЕЗОН ВИДИМОСТИ 2015 ГОДА. I. ЭКВАТОРИАЛЬНАЯ ОБЛАСТЬ

В. Д. Вдовиченко, Г. А. Кириенко, П. Г. Лысенко

ДТОО «Астрофизический институт им. В. Г. Фесенкова, Алматы, Казахстан

Ключевые слова: Юпитер, метан, аммиак, полосы поглощения, инфракрасная область.

Аннотация. На основе спектральных наблюдений 2015 г. получены вариации метанового и аммиачного поглощения по диску Юпитера. Используется оригинальный метод обработки спектров, позволяющий выделить полосы поглощения аммиака на фоне сильных полос поглощения метана в ближней ИК области спектра. Спектральные характеристики полос CH₄ и NH₃ исследуются для пяти характерных облачных образований планеты: EZ, SEB, NEB, STrZ, NTrZ и центрального меридиана. Особое внимание уделяется аммиаку в силу недостаточно большого количества аналогичных исследований. Приводятся особенности вариаций аммиачного поглощения вдоль экватора Юпитера на примере поведения абсорбционной полосы NH₃ 645 нм. Высказывается предположение о том, что эти особенности объясняются изменениями концентрации NH₃ на всем протяжении газовой атмосферы Юпитера вплоть до уровней порядка 8 бар.

Метан и аммиак играют важную роль в формировании оптических характеристик и в динамических процессах Юпитера.

Метан в условиях атмосферы Юпитера не конденсируется и на всех высотах как в тропосфере, так и в стратосфере, не переходит в жидкую или сублимированную фазу, так как температура замерзания его (-182.5 °С) ниже, чем температура атмосферы, а содержание слишком низкое, чтобы газ мог быть в состоянии насыщения при таких температурах. Поэтому относительное содержание метана в атмосфере Юпитера не меняется. Исследование метанового поглощения весьма перспективно, так как дает богатую информацию о вертикальной структуре

аэрозоля в атмосфере Юпитера. Полосы поглощения метаном между 0,6 и 1 мкм широко используются для зондирования атмосферы Юпитера, так как несут информацию о разных по глубине уровнях атмосферы. Так, например, полосы поглощения метана на 889 нм, 727 нм, 619 нм, в зависимости от их интенсивности, проникая на различную глубину, несут информацию о вертикальной структуре атмосферы на разных уровнях.

На основе наблюдений сильной метановой полосы в λ 889 в своё время было сделано заключение о существовании стратосферного аэрозоля в полярных областях на уровнях между 5 и 70 мб. По вариациям остаточной интенсивности в этой полосе можно судить о региональных вариациях высоты верхней части дымки на уровнях 200 мб и выше. В работах [1, 2] нами в процессе такого рода исследований Большого Красного Пятна (БКП) и соседних с ним облачных поясов, было показано, что Красное Пятно является самым высоким аэрозольным образованием, расположенным на 10-12 км выше STrZ и на 5-7 км выше экваториальной зоны EZ. Полоса поглощения CH_4 727 нм несет информацию о свойствах аэрозоля вплоть до глубин 2 бар, а полосы 619 и 705 нм несут информацию о еще более глубоких слоях атмосферы – порядка 10-20 бар. Согласно результатам исследования Galileo's Solid State Imager (SSI), излучение, относящееся к непрерывному спектру в λ 630, 756 нм могут проникать в атмосферу Юпитера еще глубже, вплоть до уровня 30-40 бар при отсутствии облаков или дымки [3].

Иначе обстоит дело с аммиаком.

Аммиак в атмосфере Юпитера играет фундаментальную роль, будучи главным облакообразующим агентом при формировании как видимого облачного покрова, так и участвуя в формировании более глубоких слоев облаков. Несмотря на еще более низкую, чем у метана, относительную концентрацию, аммиак имеет температуру замерзания -77.7°C и может при температурах планеты достигать состояния насыщения. Благодаря этому аммиак и является основным облакообразующим химическим соединением в верхней тропосфере Юпитера. В этом отношении он играет такую же роль, что и водяной пар в земной атмосфере. Процессы сублимации аммиака при низких температурах атмосфер планет-гигантов существенным образом определяют тепловой режим атмосфер и его вариации. Он участвует в разного рода химических реакциях с углеводородами и некоторыми элементами, в частности – с серой, образуя гидросульфид аммония NH_4SH , который возможно формирует промежуточный облачный слой в тропосфере Юпитера между аммиачным и водным слоями облаков. В спектрах Юпитера в области длин волн 500-1000 нм присутствуют полосы поглощения газообразного NH_3 , разной интенсивности. Однако большинство из них в разной степени блендируются полосами поглощения метана. Наиболее свободной является полоса 645 нм. Выявление остальных, как было нами показано в работах [4-7], требует определенных методологических приемов. В связи с тем, что аммиак вымерзает в верхних слоях атмосферы выше 0.5 бара, образуя светлые облака из кристаллического аммиака, конденсируется в области давления от 1 до 6 бар, образуя смешанные облачные структуры из NH_4SH и водно-аммиачные облака, его концентрация претерпевает сложные пространственные и временные вариации. Интенсивность полос поглощения газообразного NH_3 зависит от локального содержания аммиака на разных широтах планет, от плотности облаков и их пространственной (горизонтально-вертикальной) структуры. Galileo зафиксировал облака из замерзшего аммиака, которые формируются на уровне давления около 0.75 бар (где происходит конденсация аммиака). По данным Voyager 1, 2, содержание аммиака на уровне 1 бар составляет $2.2 \cdot 10^{-4}$ и $1.3 \cdot 10^{-4}$ в зонах и поясах, соответственно. По данным Galileo, на глубине нескольких бар его содержание увеличивается до $4.4 \cdot 10^{-4}$. При 7 барах оно достигает $8 \cdot 10^{-4}$ и далее почти не меняется. Поведение и пространственно-временные вариации полос поглощения аммиака изучены еще очень слабо.

Многолетние спектральные исследования Юпитера, выполняемые в планетной лаборатории АФИФ, указывают на необходимость тщательного анализа отдельных индивидуальных особенностей спектров разных областей планеты. Учитывая выше сказанное, в 2015 году была поставлена специальная наблюдательная программа этой планеты с целью выявления особенностей поглощения метана и аммиака и относительного распределения этих газов по диску Юпитера. Программа включала исследования спектральных характеристик различных облачных поясов Юпитера в области длин волн 600-950 нм. Наблюдения проводились в момент противостояния Юпитера 5-6-7 февраля 2015 года на телескопе РЦ-600 со спектрографом SGS и ПЗС-камерой ST-7XE.

Спектральные характеристики исследовались для пяти характерных облачных образований Юпитера: EZ, SEB, NEB, STrZ, NTrZ и центрального меридиана. На рисунке 1 показаны профили исследованных полос поглощения метана и аммиака пяти облачных поясов и их среднеквадратичное отклонение. Для полосы метана 619 нм вариации центральной глубины не превышают 1%. Наибольшие вариации, порядка 12%, наблюдаются в полосе поглощения метана 889 нм.

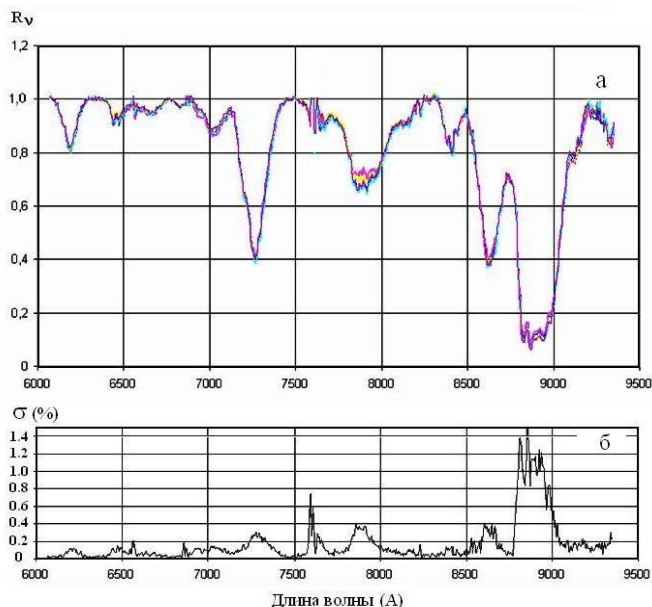


Рисунок 1 – а – Интенсивности полос поглощения пяти зон Юпитера (EZ, SEB, STrZ, NEB, NTrZ). б – Среднеквадратичное отклонение в %

Незначительные вариации в интенсивности полос поглощения требуют особого методологического подхода, как к получению наблюдательного материала, так и к его обработке.

По отношению хода яркости в полосах поглощения к ходу яркости в непрерывном спектре строились кривые хода центральных глубин и эквивалентных ширин исследуемых полос поглощения метана и аммиака вдоль экватора и вдоль центрального меридиана Юпитера (рисунок 2).

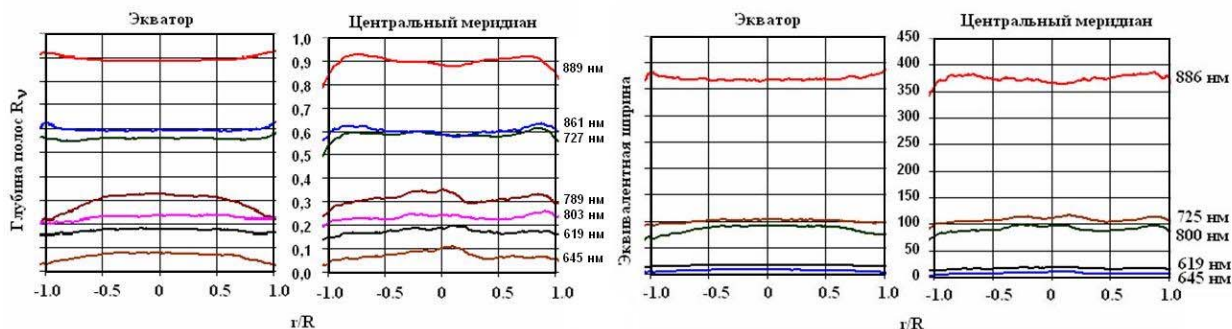


Рисунок 2 – Ход центральных глубин и эквивалентных ширин полос поглощения метана и аммиака разной интенсивности вдоль экватора и вдоль центрального меридиана

Однако представленные в таком традиционном виде результаты оказываются малоинформативными как для качественного, так и для количественного сравнения.

Ввиду большого перепада в интенсивностях исследуемых полос поглощения трудно сравнивать между собой как вариации их глубин, так и эквивалентных ширин. Более наглядную картину, на наш взгляд, дают вариации остаточных интенсивностей полос поглощения V_0 , которые можно представить в виде

$$V_0 = I_0 / I_c \sim \exp(-\tau),$$

где τ можно рассматривать как некую функцию длины волны, которая в зависимости от выбранной модели отражает усредненную информацию о количестве молекул поглощающего газа в толще атмосферы исследуемого участка планеты.

Логарифмируя распределение остаточных интенсивностей по диску планеты, мы получим вариации хода τ_{0M} для метана или τ_{0A} для аммиака в разных полосах поглощения. Результаты, представленные таким образом, несут более адекватную информацию о вариациях по диску содержания поглощающего газа (рисунок 3).

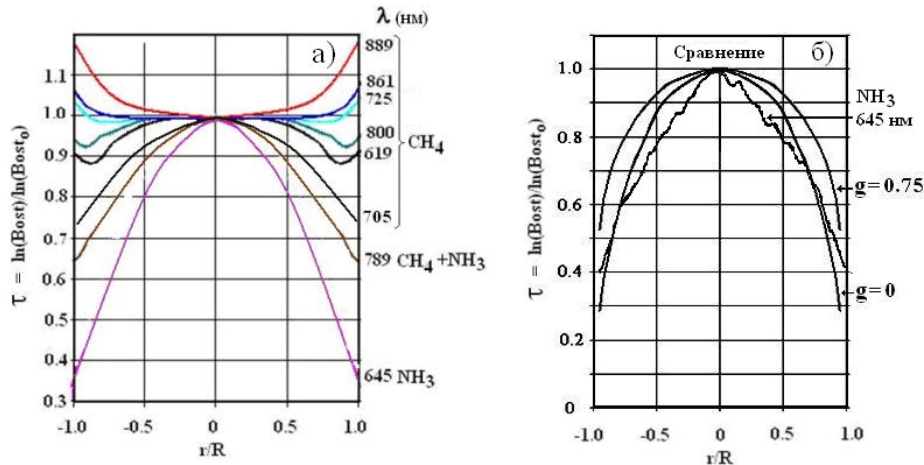


Рисунок 3 – а) – Нормированный к центру диска ход τ аммиака и метана на луче зрения вдоль светлой экваториальной зоны EZ. б) – Сравнение хода поглощения аммиака в 645 нм вдоль экватора с модельными расчетами, выполненными на основе теоретических расчетов Длугач и Яновицкого [8] для рассеивающе-поглощающей среды с параметром вытянутости индикатрисы Хеньи-Гринштейна $g=0$ и $g=0.75$

Из рисунка 3а хорошо видно, что вариации поглощения вдоль экваториальной зоны в полосах поглощения метана 619, 705, 725, 803, 861, 889 нм качественно хорошо укладываются в рамки двухслойной модели, состоящей из рассеивающе-поглощающего однородного облачного слоя и чисто газовой атмосферы над ним. Теоретические расчеты только для полубесконечного однородного облачного слоя дают уменьшение поглощения к краю диска планеты, степень которого зависит от вытянутости индикатрисы и вероятности выживания кванта. Надоблачная же чисто газовая атмосфера, вносит определенный осветляющий эффект в ультрафиолете, а в полосах поглощения метана и аммиака, расположенных, в основном, в ближней инфракрасной области спектра, дает увеличение поглощения к краю вследствие увеличения эквивалентного пути в надоблачной атмосфере за счет возрастающего к краю косинус-эффекта. Сочетание этих двух факторов с различной степенью вклада может объяснить как постоянство поглощения по диску, так и его изменение с любым знаком. Причем, роль надоблачной атмосферы резко падает с уменьшением интенсивности полосы поглощения, проявляя себя только у самого лимба.

Для полос поглощения аммиака, как и следовало ожидать, роль надоблачной атмосферы практически сводится к нулю, вследствие его вымерзания. Ход поглощения вдоль экватора целиком определяется рассеивающими свойствами аэрозоля вплоть до самого лимба. На рисунке 3б представлено сравнение хода поглощения аммиака вдоль экватора с результатами модельных расчетов. Они выполнены на основе теоретических расчетов Длугач и Яновицкого для рассеивающе-поглощающей среды [8] с параметром вытянутости индикатрисы Хеньи-Гринштейна $g=0$ и $g=0.75$ и с коэффициентом яркости центра диска, равном 0.75 в непрерывном спектре, и глубиной полосы поглощения NH_3 645 нм, равной 0.07.

Из рисунка 3б следует, что в отличие от метана ход поглощения в полосе аммиака 645 нм нельзя описать даже просто рассеивающе-поглощающим слоем с параметром вытянутости индикатрисы g в пределах от 0 до 0.75. Не исключено, что полоса поглощения аммиака на 645 нм вследствие его вымерзания в надоблачной атмосфере и вблизи верхней границы первого яруса облачного покрова несет информацию о нижней части облачного слоя, представленного в виде разреженной диффузной дымки со сферической индикатрисой рассеяния или протяженной чисто газовой прослойки, рассеивающей по закону Релея.

Возможно, особенности поведения полос поглощения аммиака обусловлены переменной концентрацией этого газа начиная от стратосферы вплоть до глубин порядка 8 бар, нарушая тем самым условия однородности рассеивающе-поглощающего слоя.

Работа выполнена в рамках проекта №0073/ГФ4.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Вдовиченко В.Д., Кириенко Г.А. Атмосфера Юпитера. Большое Красное Пятно. LAP LAMBERT Academic Publishing 2014. ISBN: 978-3-659-63264-8. 275 с.
- [2] Вдовиченко В.Д., Кириенко Г.А., Лысенко П.Г., Тейфель В.Г. Особенности Большого Красного Пятна на Юпитере в полосах поглощения метана // Известия НАН РК. - 2014. - №4. - С.77-84
- [3] West, R.A.; Baines, K.H.; Friedson, A.J. et al (2004). "Jovian Clouds and Haze" In Bagenal, F.; Dowling, T.E.; McKinnon, W.B. Jupiter: The Planet, Satellites and Magnetosphere. Cambridge: Cambridge University Press
- [4] Вдовиченко В.Д., Кириенко Г.А. Исследование Юпитера, Марса, Титана и Весты. LAP LAMBERT Academic Publishing 2013. ISBN: 978-3-659-51391-6. 386 с.
- [5] Вдовиченко В.Д., Кириенко Г.А. Вариации аммиачного поглощения в λ 10300 А по диску Юпитера. Известия НАН РК. Серия физико-математическая. 2006. № 4
- [6] Вдовиченко В.Д., Кириенко Г.А., Тейфель В.Г., Харитоновна Г.А. Драматические события на Юпитере в 2009-2011 годах // Известия НАН РК. - 2012. - №4. - С.58-62
- [7] Tejfel V.G., Vdovichenko V.D., Kirienko G.A., Kharitonova G.A. Spectrophotometric study of the changes on Jupiter in 2009-2011 // 44-th Lunar and Planetary Sci. Conf., 2013, Abstr. No 1205, 2 PP
- [8] Dlugach J.M., Yanovitskij E.G., 1974. The optical properties of Venus and Jovian planets. Methods and results of calculations of the intensity of radiation diffusely reflected from semi-infinite homogeneous atmospheres. Icarus 22 (1), pp. 66-81

REFERENCES

- [1] Vdovichenko V.D., Kirienko G.A. Atmosphere of the Jupiter. Great Red Spot. LAP LAMBERT Academic Publishing 2014. ISBN: 978-3-659-63264-8. 275 p. (in Russ.).
- [2] Vdovichenko V.D., Kirienko G.A., Lysenko P.G., Tejfel' V.G. Particularities of the Great Red Spot on the Jupiter in band of the absorption of the methane. *Izvestija NAN RK.* - 2014. - №4. - S.77-84 (in Russ.).
- [3] West, R.A.; Baines, K.H.; Friedson, A.J. et al (2004). "Jovian Clouds and Haze" In Bagenal, F.; Dowling, T.E.; McKinnon, W.B. Jupiter: The Planet, Satellites and Magnetosphere. Cambridge: Cambridge University Press
- [4] Vdovichenko V.D., Kirienko G.A. Study of the Jupiter, Mars, Titan and Vesta. LAP LAMBERT Academic Publishing 2013. ISBN: 978-3-659-51391-6. 386 p. (in Russ.).
- [5] Vdovichenko V.D., Kirienko G.A. Variations of the ammonium absorption in 10300 A on disk of the Jupiter. *Izvestija NAN RK.* . 2006. № 4 (in Russ.).
- [6] Vdovichenko V.D., Kirienko G.A., Tejfel' V.G., Haritonova G.A. Dramatic events on the Jupiter in 2009-2011. *Izvestija NAN RK.* - 2012. - №4. - S.58-62 (in Russ.).
- [7] Tejfel V.G., Vdovichenko V.D., Kirienko G.A., Kharitonova G.A. Spectrophotometric study of the changes on Jupiter in 2009-2011. *44-th Lunar and Planetary Sci. Conf.*, 2013, Abstr. No 1205, 2 PP
- [8] Dlugach J.M., Yanovitskij E.G., 1974. The optical properties of Venus and Jovian planets. Methods and results of calculations of the intensity of radiation diffusely reflected from semi-infinite homogeneous atmospheres. *Icarus* 22 (1), pp. 66-81

2015 ЖЫЛЫ КӨРІНУ МАУСЫМЫНДА ЮПИТЕРДЕ МЕТАНДЫ-АММИАКТЫ ЖҰТУДЫ ЗЕРТТЕУ. I. ЭКВАТОР АЙМАҒЫ

В. Д. Вдовиченко, Г. А. Кириенко, П. Г. Лысенко

«В. Г. Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан

Тірек сөздер: Юпитер, метан, аммиак, жұту жолақтары.

Аннотация. 2015 жылғы спектрлік бақылаулар негізінде Юпитер дискісі бойынша метан және аммиак жұту вариациялары алынды. Спектрдің жақын ИҚ аймақтарында метан жұтудың күшті жолақтары аясында аммиакты жұту жолақтарын айыруға мүмкіндік беретін спектрлерді өңдеудің соны әдісі пайдаланылады. CH_4 және NH_3 жолақтарының спектрлік сипаттамалары ғаламшардың бес сипатты бұлтты құрылулары үшін пайдаланылады: EZ, SEB, NEB, STrZ, NTrZ және орталық меридиан. Ұқсас зерттеудің көп саны жеткіліксіз болғандықтан ерекше назар аммиакқа аударылады. NH_3 λ 645 нм абсорбциялық жолақтары мінезі мысалында Юпитер экваторы бойында аммиакты жұтудың вариациясының ерекшеліктері келтіріледі. Осы ерекшеліктер 8 бар қатары деңгейіне дейін Юпитердің барлық газды атмосферасы бойында NH_3 концентрациясы өзгерістерімен түсіндірілетінінің болжамы айтылады.

Поступила 15.15.2015 г.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 5, Number 303 (2015), 87 –

**THE STUDY OF METAN-AMMONIUM ABSORPTION
ON JUPITER IN SEASON OF 2015 VISIBILITY.
II. EQUATORIAL BELTS AND TROPICAL ZONES****V. D. Vdovichenko, G. A. Kirienko, P. G. Lysenko**

DТОО "V. G. Fessenkov Astrophysical Institute ", Almaty, Kazakhstan.

E-mail: vdv1942@mail.ru

Key words: Jupiter, methane, ammonia, absorption bands, infrared region.

Abstract. On the base of 2014 - 2015 observations of Jupiter (during its confrontation) the distribution of methane and ammonia absorption along the South and North tropical zones (STrZ and NTrZ) and South and North equatorial belts (SEB and NEB) of the planet was derived. A study of only ammonia absorption required (while the observation processing) the ammonia band distinguishing from the IR spectra of Jupiter blended with the strong methane bands. This fact deserves a special attention. In the area of the Great Red Spot, situated in the STrZ, both the methane and ammonia show obvious absorption decreasing. Furthermore, the vertical irregularity of ammonia distribution (as well as spatial one in the NEB), marked before and now, is particularly apparent in the area of the GRS.

УДК 523.45

**ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТАНОВО-АММИАЧНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ
НА ЮПИТЕРЕ В СЕЗОН ВИДИМОСТИ 2015 ГОДА.
II. ЭКВАТОРИАЛЬНЫЕ ПОЯСА И ТРОПИЧЕСКИЕ ЗОНЫ****В. Д. Вдовиченко, Г. А. Кириенко, П. Г. Лысенко**

ДТОО «Астрофизический институт им. В. Г. Фесенкова, Алматы, Казахстан

Ключевые слова: Юпитер, метан, аммиак, полосы поглощения, инфракрасная область.

Аннотация. На основе наблюдений Юпитера в 2014 и 2015 гг (в период его противостояния) получено распределение метанового и аммиачного поглощения вдоль южной и северной тропических зон (STrZ и NTrZ) и южного и северного экваториальных поясов (SEB и NEB) планеты. Исследование вариаций «чисто» аммиачного поглощения требовало в процессе обработки наблюдательного материала выделить из ИК спектров Юпитера аммиачные полосы, blendируемые сильными полосами метана. Этот факт заслуживает особого внимания. В районе Большого Красного Пятна («принадлежащего» STrZ) и метан, и аммиак проявляют характерное ослабление поглощения, причем свойственная аммиаку, отмеченная и здесь, и ранее, вертикальная (а в NEB - и пространственная) неравномерность его распределения, особенно проявляется именно в районе БКП.

Атмосфера Юпитера находится в состоянии бурной конвекции, подогреваемой теплом его недр. Конвективные движения приводят к выравниванию температур дневного и ночного полушарий. На низких широтах мощные кориолисовы силы превращают вертикальные конвективные движения в горизонтальные, а движения в направлении север-юг – в западно-восточные, направленные вдоль параллелей. Это и приводит к тому, что видимая облачная поверхность Юпитера делится на множество темных и светлых полос, параллельных экватору. Огромные воздушные

массы поднимаются вверх в зонах и опускаются в поясах, замыкая конвективные ячейки и оказывая влияние на их пространственную и вертикальную структуру.

Из всего разнообразия облачных структур выделяются пять наиболее стабильно наблюдаемых зон и поясов. Широкая светлая экваториальная зона (EZ) простирается примерно между широтами 7°S и 7°N. Выше и ниже EZ – темные Северный и Южный экваториальные пояса (NEB и SEB), простирающиеся до 18°N и 18°S соответственно. Дальше от экватора лежат светлые Северная и Южная тропические зоны (NTrZ и STrZ).

В предыдущей статье мы рассмотрели особенности поведения полос поглощения метана и аммиака вдоль экваториальной зоны (EZ). Аналогичные результаты получены и для других облачных структур: NEB, SEB, NTrZ, STrZ.

Обращает на себя внимание тот факт, что при довольно симметричном в направлении запад-восток распределении яркости в непрерывном спектре 630 нм, в глубокой и в умеренных полосах поглощения метана 889, 861 и 725 нм, наблюдается симметричный ход поглощения вдоль облачных поясов и зон. Для более слабых полос наблюдается асимметрия, особенно хорошо выраженная в самых мелких полосах поглощения 619 и 705 нм, формирующихся на большой глубине порядка 10-20 бар. Напомним, что наблюдения велись в период противостояния Юпитера 5-6-7 февраля 2015 года при нулевой фазе, что в случае горизонтальной однородности облачного покрова предполагает и симметричное распределение поглощения.

Полоса поглощения аммиака 645 нм для исследуемых облачных зон и поясов также как и для экваториального пояса указывает на наличие вертикальной неоднородности относительного содержания аммиака в атмосфере Юпитера, а в области NEB еще и на ярко выраженную пространственную неоднородность.

Неравномерная структура распределения NH₃ по диску Юпитера следует как из результатов ИК наблюдений с Cassini, так и по обработке данных Voyager/IRIS [1-4]. Максимальная информация извлекается из области спектра 8-11 мкм, и относится к уровню 550 мбар, т.е., к промежуточным высотам. Особенно неравномерность распределения аммиака проявляется в районе БКП. Фильтровые инфракрасные измерения демонстрируют внутри «интерьера» БКП асимметрию

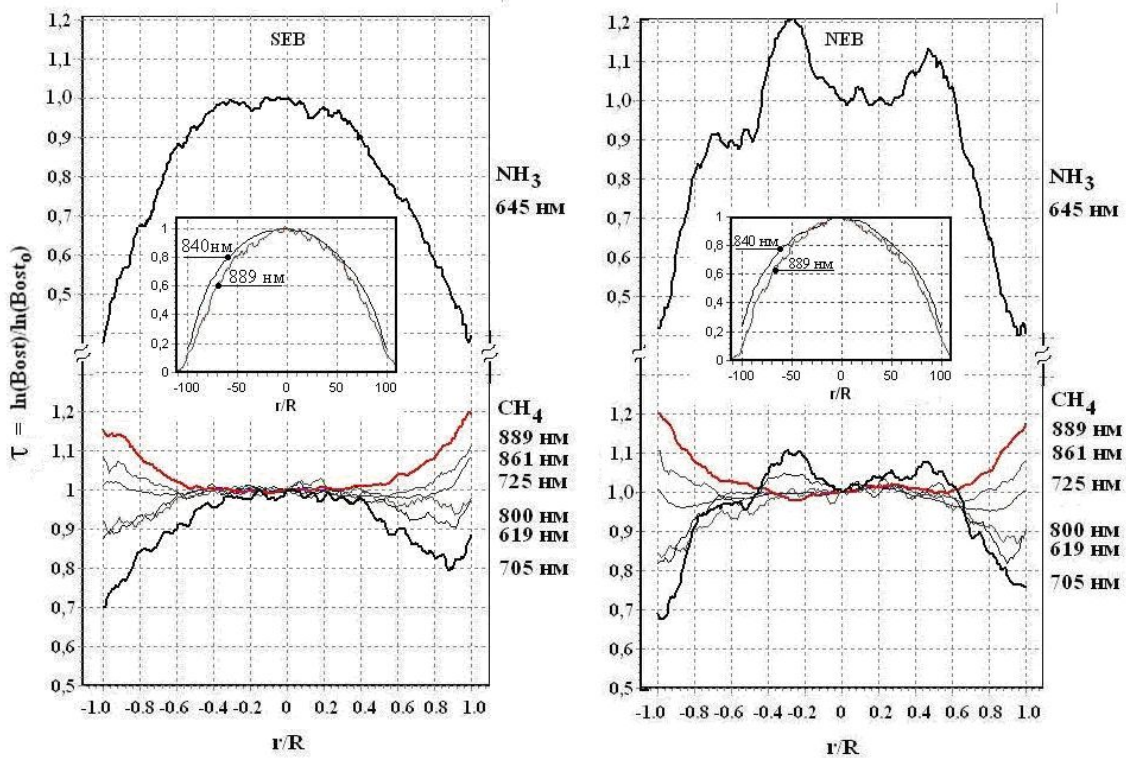


Рисунок 1 – Распределение поглощения вдоль SEB и NEB

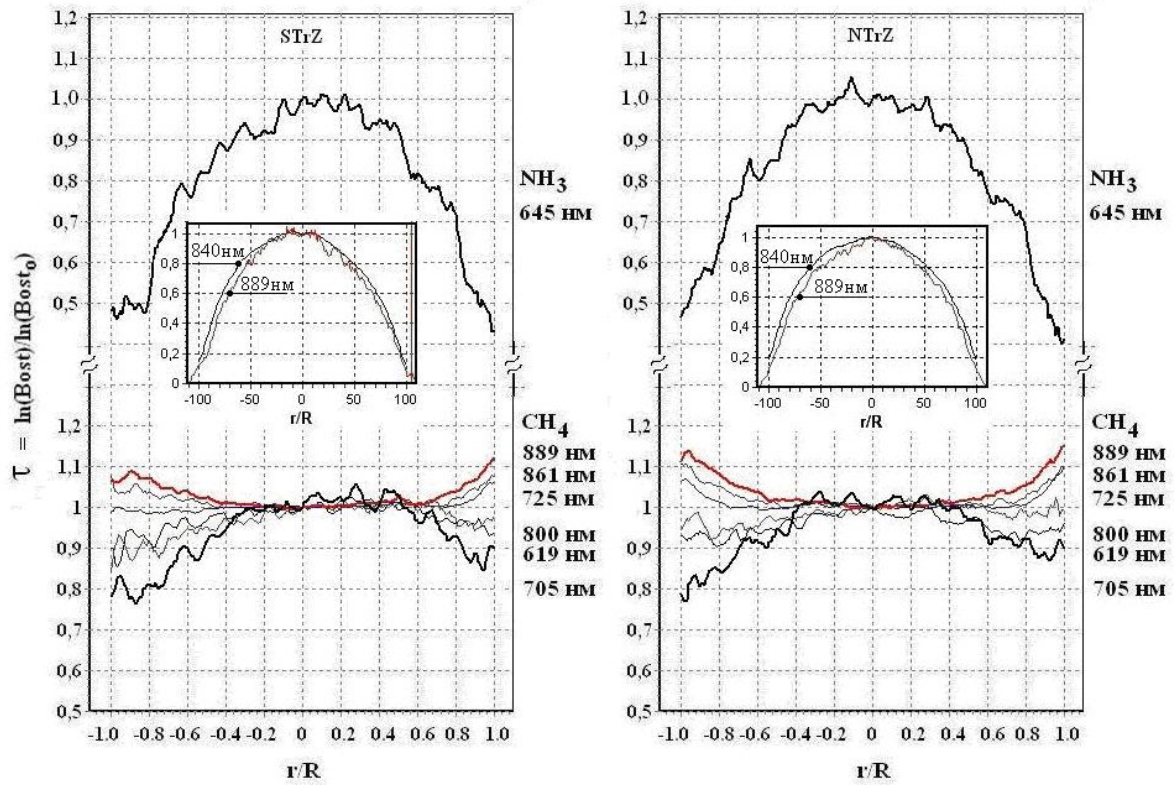


Рисунок 2 – Распределение поглощения вдоль STrZ и NTrZ

север-юг, показывая более высокие содержания к северу от теплого центрального ядра, ближайшего к SEB, и самые низкие содержания – в симметричной дуге, находящейся вблизи южной периферии рядом с STrZ, которая характеризуется наиболее высокими температурами [1-4]. Изображения и спектры результатов наблюдения Galileo (NIMS – Near-Infrared Mapping Spectrometer) показывают в районе БКП спектроскопически отождествленные аммиачные облака. Турбулентный регион кильватера БКП является областью с высокой степенью непрозрачности в

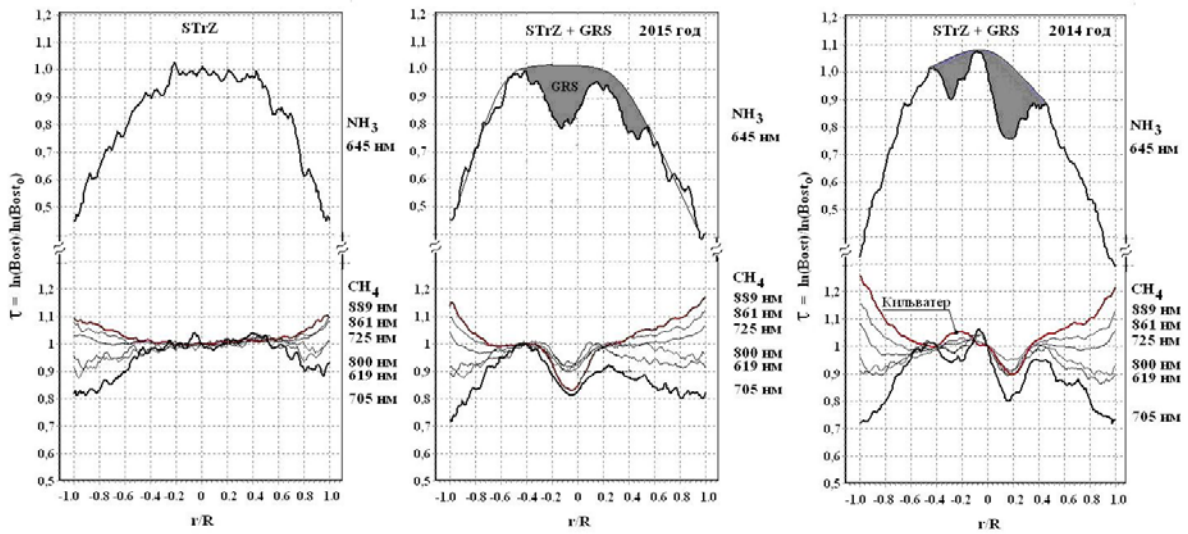


Рисунок 3 – Распределение поглощения вдоль STrZ до прохождения БКП (слева) и в момент прохождения БКП через центральный меридиан (посередине) в 2015 году и через 30 минут после прохождения центрального меридиана в момент противостояния Юпитера в 2014 году

λ 1.6 мкм и имеет большую поглощательную способность в λ 2.73 мкм, свидетельствующую о поглощении аммиачным льдом [5, 6].

Наши наблюдения STrZ велись как в момент прохождения БКП (GRS) через центральный меридиан, так и за 3 часа до этого (рисунок 3).

Из рисунка 3 хорошо видно, что оба газа – как метан, так и аммиак – проявляют характерное ослабление поглощения в районе Большого Красного Пятна. Однако в районе «кильватера» если аммиак демонстрирует простое понижение поглощения, то поведение полос поглощения метана различной интенсивности явно свидетельствует о том, что эта область расположена ниже основной палубы БКП.

Работа выполнена в рамках проекта №0073/ГФ4.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Fletcher L. N., Orton G. S., Mousis O., et al. Thermal Structure and Composition of Jupiter's Great Red Spot from High-Resolution Thermal Imaging //Icarus 2010. 208. P. 306–328.
- [2] Lara L., Bezaud B., Griffith C., Lacy J., Owen T., High-resolution 10-micronmeter spectroscopy of ammonia and phosphine lines on Jupiter. //Icarus 1998. 131 (2). P. 317–333.
- [3] Sada P.V., Beebe R.F., Conrath B.J., Comparison of the Structure and Dynamics of Jupiter's Great Red SPOT between the Voyager 1 and 2 Encounters. //Icarus Feb. 1996. 119. P. 311–335.
- [4] Griffith C.A., Bezaud B., Owen T., and Gautier D., 1992. The tropospheric abundances of NH₃ and PH₃ in Jupiter's Great Red Spot, from Voyager IRIS observations. Icarus 98, pp. 82-93.
- [5] West R.A., Baines K.H., Friedson A.J. et al Jovian Clouds and Haze //In Bagenal, F.; Dowling, T.E.; McKinnon, W.B. Jupiter: The Planet, Satellites and Magnetosphere. Cambridge: Cambridge University Press 2004.
- [6] Baines K., Carlson R., Kamp L., Fresh Ammonia Ice Clouds in Jupiter I. Spectroscopic Identification, Spatial Distribution, and Dynamical Implications. //Icarus 2002. 159 (1). P. 74–94.

REFERENCES

- [1] Fletcher L. N., Orton G. S., Mousis O., et al. Thermal Structure and Composition of Jupiter's Great Red Spot from High-Resolution Thermal Imaging. Icarus **2010**. 208. P. 306–328.
- [2] Lara L., Bezaud B., Griffith C., Lacy J., Owen T., High-resolution 10-micronmeter spectroscopy of ammonia and phosphine lines on Jupiter. Icarus **1998**. 131 (2). P. 317–333.
- [3] Sada P.V., Beebe R.F., Conrath B.J., Comparison of the Structure and Dynamics of Jupiter's Great Red SPOT between the Voyager 1 and 2 Encounters. Icarus Feb. 1996. 119. P. 311–335.
- [4] Griffith C.A., Bezaud B., Owen T., and Gautier D.. The tropospheric abundances of NH₃ and PH₃ in Jupiter's Great Red Spot, from Voyager IRIS observations. Icarus **1992**. 98, pp. 82-93.
- [5] West R.A., Baines K.H., Friedson A.J. et al Jovian Clouds and Haze In Bagenal, F.; Dowling, T.E.; McKinnon, W.B. Jupiter: The Planet, Satellites and Magnetosphere. Cambridge: Cambridge University Press **2004**.
- [6] Baines K., Carlson R., Kamp L., Fresh Ammonia Ice Clouds in Jupiter I. Spectroscopic Identification, Spatial Distribution, and Dynamical Implications. Icarus **2002**. 159 (1). P. 74–94.

2015 ЖЫЛЫ КӨРІНУ МАУСЫМЫНДА ЮПИТЕРДЕ МЕТАНДЫ-АММИАКТЫ ЖҰТУДЫ ЗЕРТТЕУ. II. ЭКВАТОР БЕЛДЕУЛЕРІ ЖӘНЕ ТРОПИКАЛЫҚ АЙМАҚ

В. Д. Вдовиченко, Г. А. Кириченко, П. Г. Лысенко

«В. Г. Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан

Тірек сөздер: Юпитер, метан, аммиак, жұту жолақтары, инфрақызыл аймақ.

Аннотация. 2014 және 2015 жылдардағы Юпитерді (оның қарама-қарсы кезінде) бақылаулар негізінде ғаламшардың оңтүстік және солтүстік тропикалық зоналар бойында (STrZ және NTrZ) және оңтүстік және солтүстік экватор белдеулерінде метан және аммиак жұтуларының таралуы алынды. «Таза» аммиакты жұтудың вариациясын зерттеу метанның күшті жолақтарымен араласқан аммиакты жұту Юпитер спектрлерінен ИҚ айыру бақылау материалдарын өңдеу процессінде талап етілді. Бұл факт ерекше назарда болуға лайық. Үлкен Қызыл Дақ аумағында («соған тән» STrZ) метан да, аммиак та жұтудың әлсіреу сипатын танытады, осы жерде де ертеректе айтылған аммиакқа тән (ал NEB – және кеңістіктік) оның таралуының әркелкілігі әсіресе ҮҚД аумағында байқалады.

Поступила 15.15.2015 г.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 5, Number 303 (2015), 91 – 95

**THE STUDY OF METAN-AMMONIUM ABSORPTION ON JUPITER
IN SEASON OF 2015 VISIBILITY. III. CENTRAL MERIDIAN****V. D. Vdovichenko, G. A. Kirienko, P. G. Lysenko**

DТОО "V. G. Fessenkov Astrophysical Institute ", Almaty, Kazakhstan.

E-mail: vdv1942@mail.ru

Key words: Jupiter, methane, ammonia, absorption bands, infrared region.

Abstract. On the base of 2014 and 2015 spectral observations we obtained the methane and ammonia absorption variations across the Jovian disk. In this article we focus on the ammonia absorption peculiarities along the planet's central meridian. Ammonia absorption bands in the near infrared region of the spectrum are picked out against the strong methane absorption ones using the original method of spectrum processing. It was noted (as well as in our earlier articles) that in the southern hemisphere the ammonia absorption tends to almost monotonous decreasing from the equator to the pole, unlike the northern hemisphere, where there is its sharp decreasing at the boundary between the bright EZ and dark NEB, and further little changing at mid-latitudes. This anomalous ammonia behavior at latitudes of $\pm 30^\circ$ is quite well connected with the main zonal jet streams and the map of Jovian winds.

УДК 523.45

**ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТАНОВО-АММИАЧНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ
НА ЮПИТЕРЕ В СЕЗОН ВИДИМОСТИ 2015 ГОДА.
III. ЦЕНТРАЛЬНЫЙ МЕРИДИАН****В. Д. Вдовиченко, Г. А. Кириенко, П. Г. Лысенко**

ДТОО «Астрофизический институт им. В. Г. Фесенкова, Алматы, Казахстан

Ключевые слова: Юпитер, метан, аммиак, полосы поглощения, инфракрасная область.

Аннотация. На основе спектральных наблюдений 2014 и 2015 г. получены вариации метанового и аммиачного поглощения по диску Юпитера. В данной статье мы акцентируем внимание на особенностях аммиачного поглощения именно вдоль центрального меридиана планеты. Полосы поглощения аммиака в ближней ИК области спектра выделяются на фоне сильных полос поглощения метана с помощью оригинального метода обработки спектров. Отмечено (как и в ранних наших работах), что в южном полушарии аммиаку свойственно почти монотонное ослабление поглощения от экватора к полюсу, в отличие от северного полушария, где наблюдается резкий спад поглощения на границе яркой EZ и темного NEB и дальнейшие небольшие изменения в умеренных широтах. Такое anomalous поведение аммиака в пределах широт $\pm 30^\circ$ довольно хорошо связывается с основными зональными струйными течениями и с картой ветров на Юпитере.

В предыдущих двух статьях мы рассмотрели особенности поведения полос поглощения метана и аммиака вдоль экваториальной зоны (EZ) и вдоль основных облачных поясов и зон Юпитера, а также Южной тропической зоны (STrZ) в момент видимости Большого Красного Пятна (БКП).

В данной статье мы коснемся особенностей распределения поглощения метана и аммиака вдоль центрального меридиана Юпитера, до и во время прохождения БКП через него.

Как мы уже упоминали, незначительные вариации в интенсивности полос поглощения требуют особого методологического подхода, как к получению наблюдательного материала, так и к его обработке.

При исследовании полос поглощения к таковым в первую очередь следует отнести выбор участков непрерывного спектра. На рисунке 1 представлены фотометрические разрезы экватора и центрального меридиана в участках непрерывного спектра 630 и 840 нм. Хорошо видно, что разрезы в двух далеко разнесенных длинах волн абсолютно идентичны.

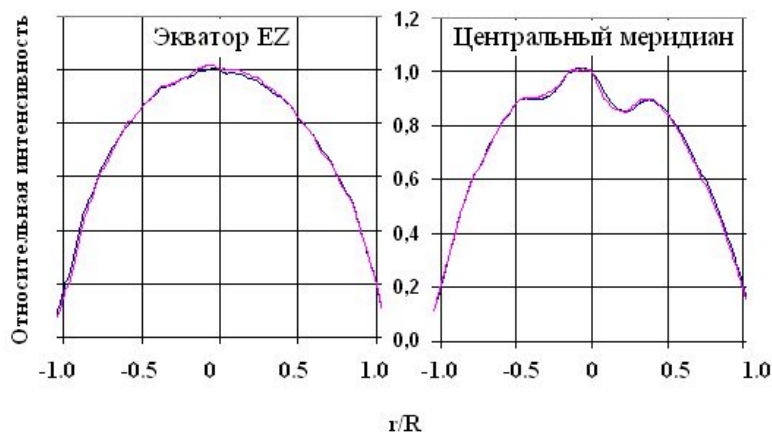


Рисунок 1 – Ход яркости вдоль экватора (слева) и вдоль центрального меридиана (справа) в непрерывном спектре 630 нм и 840 нм

Поведение полос поглощения метана различной интенсивности вдоль центрального меридиана зависит от вертикальной структуры, оптической плотности и положения верхней границы облачного покрова на разных широтах планеты.

На рисунке 2 представлены результаты наших спектральных наблюдений в 2015 и 2014 гг. вдоль центрального меридиана (ЦМ) в непрерывном спектре и в сильной полосе поглощения CH_4 886 нм в момент прохождения Большого Красного Пятна (БКП) через центральный меридиан и без него.

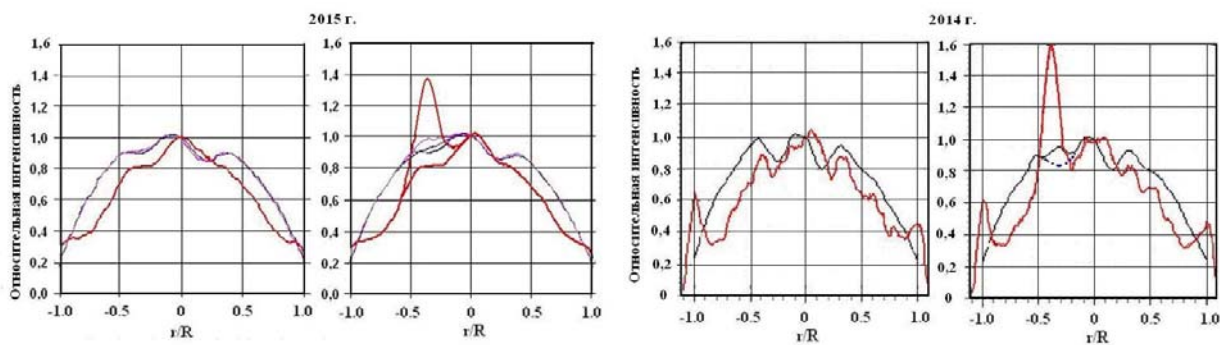


Рисунок 2 – Фотометрические профили ЦМ в непрерывном спектре 630 и 840 нм и в глубокой полосе метана 889 нм для двух лет наблюдения. Справа для каждого года даны профили ЦМ в момент прохождения БКП

Хорошо видно, что в непрерывном спектре яркость Пятна всего на 5-7 % превышает яркость окружающей среды. В полосе поглощения метана оно в 1.4-1.6 раза ярче EZ. Ранее в наших работах [1, 2] мы уже говорили, что это свидетельствует о том, что Красное Пятно является самым высоким аэрозольным образованием, расположенным на 10-12 км выше STrZ и на 5-7 км выше экваториальной зоны EZ.

Интенсивность полос поглощения газообразного NH_3 зависит от локального содержания аммиака на разных широтах планет. Поглощение определяется радиационно-конвективным режимом атмосфер и равновесием между газовой и сконденсированной фазами, но его поведение и пространственно-временные вариации изучены еще очень слабо. Действительно, спектры Юпитера, полученные с высоким пространственным разрешением с помощью Voyager IRIS, позволили оценить содержание аммиака на уровне облаков (680 мб) с точностью до 6% и определить его

среднезональные значения, которые и приведены в работе [3]. Судя по этим данным, Северное полушарие богаче аммиаком, чем Южное, и вариации его от зоны к зоне там более резкие, чем в Южном. Конденсация аммиака в верхней тропосфере и, как следствие, резкое уменьшение его количества в газовой фазе влияет на распределение аммиака в горизонтальном и вертикальном направлениях.

Ход поглощения аммиака и метана вдоль ЦМ по нашим наблюдениям для двух лет представлен на рисунках 3 и 4.

Рисунок 3 – Вариации метанового и аммиачного поглощения вдоль центрального меридиана до прохождения БКП (слева) и в момент его прохождения (справа) в 2015 году

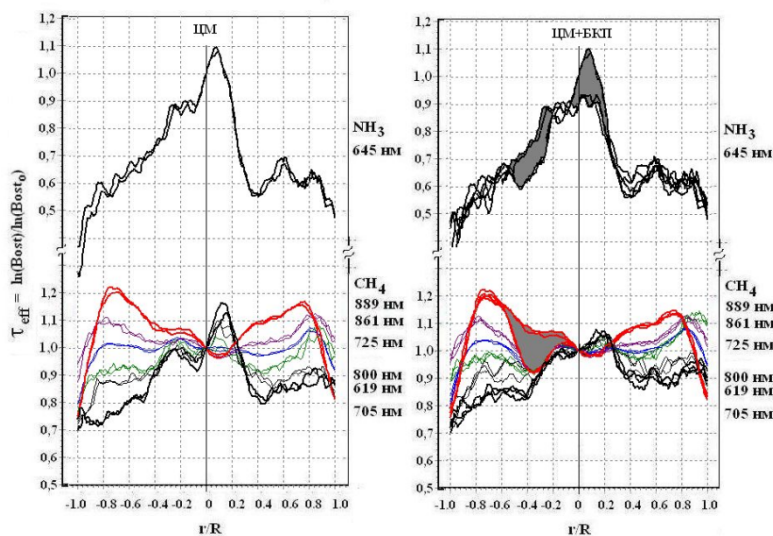
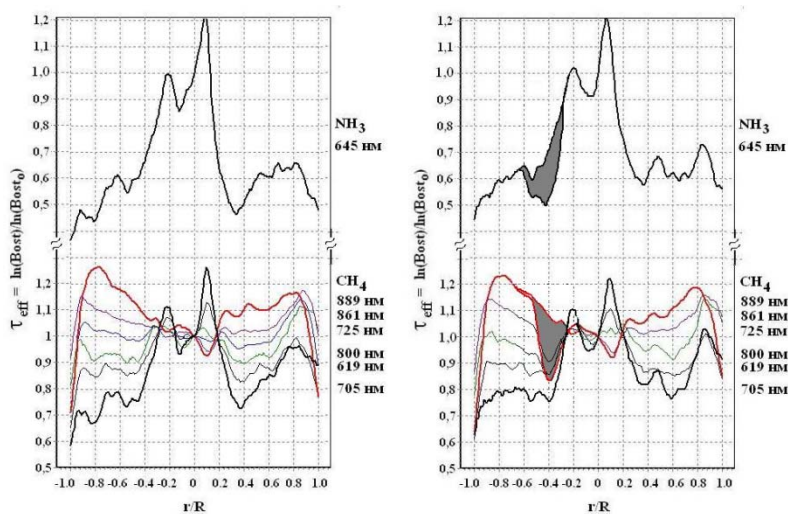


Рисунок 4 – Вариации метанового и аммиачного поглощения вдоль центрального меридиана до прохождения БКП (слева) и в момент его прохождения (справа) в 2014 году



Согласно рисункам 3 и 4 для сильных и умеренных полос поглощения метана характерным является почти симметричное усиление поглощения в умеренных широтах и резкий спад вблизи полюсов. Кроме того, рисунки уверенно демонстрируют ослабление поглощения, как метаном, так и аммиаком в районе БКП. Однако это не единственная особенность. В глубоких слоях атмосферы, где формируется полоса поглощения CH_4 705 нм и NH_3 645 нм, на долготе БКП наблюдается увеличение поглощения и метаном, и аммиаком в северном полушарии в районе низких и умеренных широт. Создается впечатление, что глубокие слои атмосферы имеют большую пространственную неоднородность, нежели верхние.

Что касается аммиачных полос, то в Южном полушарии им свойственно почти монотонное ослабление поглощения от экватора к полюсу. В Северном же полушарии наблюдается резкий спад поглощения на границе яркой экваториальной зоны и темного Северного экваториального пояса и дальнейшие небольшие изменения в умеренных широтах. На такое «нетипичное» поведение поглощения аммиака мы указывали ранее [4, 5].

Небольшой свет на это явление проливает поведение самой слабой полосы метана 705 нм, практически повторяющей ход поглощения аммиаком, что особенно заметно проявляется на рисунке 4. Создается впечатление, что в районе Северного экваториального пояса (NEB) граница второго яруса облаков расположена значительно выше, чем в Южном полушарии, и (или) плотность аэрозоля там выше.

Возможно, отмеченная нами особенность объясняется тем, что Северный экваториальный пояс является одним из наиболее активных поясов планеты. Он характеризуется наличием антициклонов («белые овалы») и циклонов («коричневые овалы»), причем антициклоны обычно образуются севернее. Как и южный экваториальный пояс (SEB), NEB иногда «пропадает» и «возрождается». Это происходит приблизительно раз в 25 лет. В светлой экваториальной зоне, вблизи границы с Северным экваториальным поясом, часто можно заметить голубые пятна, от которых нередко отходят темные диагональные полосы, так называемые фестоны. Они выглядят как самые ясные и сухие области планеты и особенно хорошо видны в инфракрасной части спектра, поскольку позволяют уловить излучение, поднимающееся из очень глубоких слоёв атмосферы Юпитера (в одно из таких пятен космический аппарат «Галилео» отправил зонд в 1995 году). В 2010-2011 гг. эти пятна пропали и снова появились в июне 2012 года.

Кроме того, переходная область между светлой Экваториальной зоной (EZ) и Северным экваториальным поясом (NEB) характеризуется как самая неустойчивая в динамическом отношении область. На рисунке 5 показан средний глобальный разброс профилей зонального ветра – около 10 м/с, кроме области вблизи 6° N, где одновременно регистрировались быстрые (~160 м/с) и медленные (~90 м/с) скорости [6].

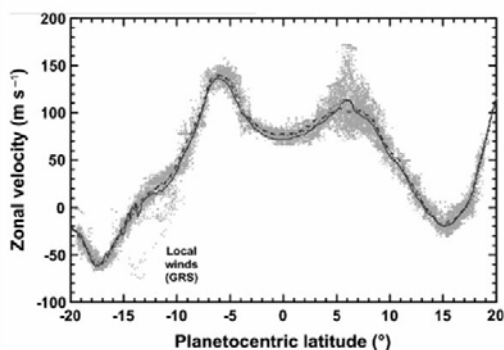


Рисунок 5 – Суперпозиция всех измеренных величин скорости в интервале широт между 20° S и 20° N при полном охвате долгот (360°) по данным Cassini (серые точки)

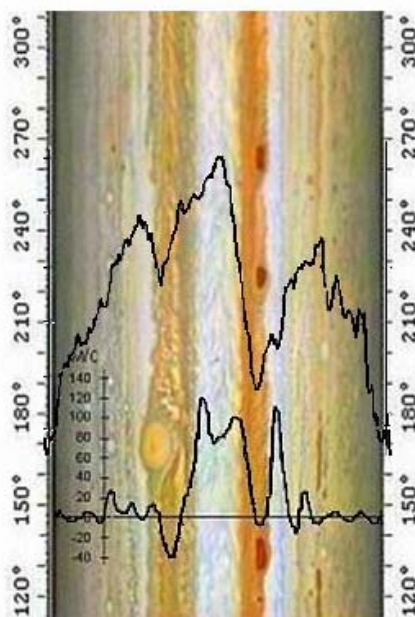
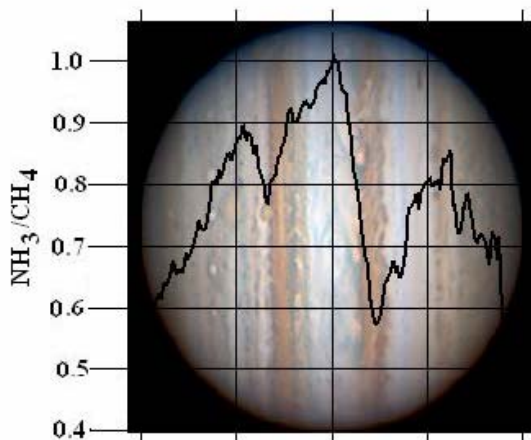


Рисунок 6 – Сравнение вариации содержания аммиака с зональной облачной структурой вдоль ЦМ Юпитера (слева) и с картой ветров (справа)

На рисунке 6 представлено сравнение вариации содержания аммиака по нашим измерениям с зональной облачной структурой вдоль ЦМ Юпитера и с картой ветров.

Выявленное нами аномальное поведение аммиака в пределах широт $\pm 30^\circ$ довольно хорошо коррелирует с основными зональными струйными течениями и с картой ветров на Юпитере.

Работа выполнена в рамках проекта №0073/ГФ4.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Вдовиченко В.Д., Кириенко Г.А. Атмосфера Юпитера. Большое Красное Пятно. LAP LAMBERT Academic Publishing 2014. ISBN: 978-3-659-63264-8. 275 с.
- [2] Вдовиченко В.Д., Кириенко Г.А., Лысенко П.Г., Тейфель В.Г. Особенности Большого Красного Пятна на Юпитере в полосах поглощения метана // Известия НАН РК.- 2014.- №4.- С.77-84
- [3] Gierasch P.J., Conrath B.J., Magalhaes J.A. Zonal mean properties of Jupiter's upper troposphere from Voyager infrared observations // *Icarus* 1986. V. 67. P. 456-483.
- [4] Вдовиченко В.Д., Кириенко Г.А. Исследование Юпитера, Марса, Титана и Весты. LAP LAMBERT Academic Publishing 2013. ISBN: 978-3-659-51391-6. 386 с.
- [5] Вдовиченко В.Д., Кириенко Г.А., Тейфель В.Г., Харитоновна Г.А. Драматические события на Юпитере в 2009-2011 годах // Известия НАН РК.- 2012.- №4.- С.58-62
- [6] Porco C. et al., Cassini imaging of Jupiter's atmosphere, satellites, and rings. // *Science* 2003. 299. P. 1541–1547.

REFERENCES

- [1] Vdovichenko V.D., Kirienko G.A. Atmosphere of the Jupiter. Great Red Spot.. *LAP LAMBERT Academic Publishing*. 2014. ISBN: 978-3-659-63264-8. 275 s.
- [2] Vdovichenko V.D., Kirienko G.A., Lysenko P.G., Teifel' V.G. Particularities of the Great Red Spot on the Jupiter in band of the absorption of the methane. *Izvestija NAN RK.* - 2014.- №4.- S.77-84
- [3] Gierasch P.J., Conrath B.J., Magalhaes J.A. Zonal mean properties of Jupiter's upper troposphere from Voyager infrared observations. *Icarus* 1986. V. 67. P. 456-483.
- [4] Vdovichenko V.D., Kirienko G.A. Study of the Jupiter, Mars, Titan and Vesta. *LAP LAMBERT Academic Publishing*. 2013. ISBN: 978-3-659-51391-6. 386 s.
- [5] Vdovichenko V.D., Kirienko G.A., Teifel' V.G., Haritonova G.A. Dramatic events on the Jupiter in 2009-2011. *Izvestija NAN RK.* - 2012.- №4.- S.58-62
- [6] Porco C. et al., Cassini imaging of Jupiter's atmosphere, satellites, and rings. *Science* 2003. 299. P. 1541–1547.

2015 ЖЫЛЫ КӨРІНУ МАУСЫМЫНДА ЮПИТЕРДЕ МЕТАНДЫ-АММИАКТЫ ЖҰТУДЫ ЗЕРТТЕУ. ІІІ. ОРТАЛЫҚ МЕРИДИАН

В. Д. Вдовиченко, Г. А. Кириенко, П. Г. Лысенко

«В. Г. Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан

Тірек сөздер: Юпитер, метан, аммиак, жұту жолақтары, инфрақызыл аймақ.

Аннотация. 2014 және 2015 жылғы спектрлік бақылаулар негізінде Юпитер дискісі бойынша метан және аммиак жұту вариациялары алынды. Осы мақалада біз ғаламшардың орталық меридианы бойындағы аммиакты жұтудың ерекшеліктеріне назар аударамыз. Спектрдің жақын ИҚ аймақтарында аммиакты жұту жолақтары спектрлерді өңдеу ерекше әдістері көмегімен метанды қатты жұлу жолақтары аясында метанды қатты жұлу жолақтары аясында жақын айрықшалаанады. Аммиакқа жарық EZ және қараңғы NEB аймақтарында жұтудың тез төмендеуі және біркелкі ендіктерде ары қарайғы аз өзгерістермен солтүстік жартышармен салыстырғанда оңтүстік жартышарда экватордан белдеуге қарай жұтудың бірқалыпты әлсіреуі тән екендігі белгіленді (біздің ертеректегі жұмыстарымыздағы сияқты). $\pm 30^\circ$ ендікте аммиактың мұндай ауытқыған мінезі негізгі аймақтық сорғалау ағыстармен және Юпитердегі жел картасымен айтарлықтай жақсы байланысады.

Поступила 15.15.2015 г.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 5, Number 303 (2015), 96 – 101

**SATURN IN 2014 – LATITUDINAL VARIATIONS
OF MOLECULAR ABSORPTION**

A. M. Karimov, P. G. Lyssenro, V. G. Tejfel

DTOO “V. G. Fessenkov Astrophysical Institute ”, Almaty, Kazakhstan.

E-mail: tejf@mail.ru

Keywords: Saturn, spectropotometry, atmosphere, methane, molecular absorption, seasonal variations.

Abstract. Changes in the tilt of Saturn's equator to the direction of the Sun over the period of the planet revolution around the sun varies from -27 to +27 degrees. It is accompanied by corresponding changes in the insolation of the northern and southern hemispheres. This, together with the change of the heliocentric distance should be reflected in the seasonal changes of some optically observable characteristics of Saturn's atmosphere. The study of these changes requires regular long-term observations. In April-June 2014, as in previous years, we have received a large observational material (about 2500 CCD-spectrograms) for the zonal spectrophotometry of Saturn. . In the 2014 apparition the equator and ring plane tilt to the direction of the Earth and the Sun was about 22 degrees, so that a large part of the southern hemisphere of the planet was closed by the rings. But the northern hemisphere has been fully open to observation. Our observations showed that the absorption of methane in the temperate northern latitudes does not change with latitude. A similar situation was observed in 2005, when the saturnocentric declination of the Sun was equal to -22 degrees and the southern hemisphere of Saturn had been opened for sunlight.

УДК 523.46

**САТУРН В 2014 г. – ШИРОТНЫЕ ВАРИАЦИИ
МОЛЕКУЛЯРНЫХ ПОЛОС ПОГЛОЩЕНИЯ**

А. М. Каримов, П. Г. Лысенко, В. Г. Тейфель

ДТОО «Астрофизический институт им. В. Г. Фесенкова, Алматы, Казахстан

Ключевые слова: Сатурн, спектрофотометрия, атмосфера, метан, молекулярное поглощение, сезонные вариации.

Аннотация. Изменение наклона экватора Сатурна к направлению на Солнце в течение периода обращения планеты вокруг Солнца, меняющееся в пределах от -27 до +27 градусов, сопровождается соответствующими изменениями режима инсоляции северного и южного полушарий. Это, вместе с изменением гелиоцентрического расстояния должно находить отражение в сезонных изменениях некоторых оптически наблюдаемых характеристик атмосферы Сатурна. Изучение этих изменений требует регулярных многолетних наблюдений. В апреле-июне 2014 г., как и в прошлые годы, получен большой наблюдательный материал по зональной спектрофотометрии Сатурна, более 2500 спектрограмм. В сезон видимости 2014 года наклон экватора и плоскости колец к направлению на Землю и Солнце составлял около +22 градусов, так что значительная часть южного полушария планеты была закрыта кольцом. Зато северное полушарие было полностью открыто для наблюдений. Наблюдения показали, что в северном полушарии в поясе умеренных широт поглощение метана, практически не меняется с широтой. Подобная симметричная ситуация наблюдалась и в обращенном к Солнцу южном полушарии Сатурна в 2005 году, когда сатурноцентрическое склонение Солнца равнялось -22 градусам.

Введение. Данная работа является продолжением систематических спектральных наблюдений Сатурна, в том числе, выполненных в 2013 году и ранее [1, 2]. Период 2012-2016 гг. приходится на весенний сезон в северном полушарии Сатурна. В это время, благодаря наклону экватора планеты, Северное полушарие все больше поворачивается к Солнцу и получает больше солнечной энергии в отличие от Южного полушария, отклоняющегося от Солнца и экранируемого все в большей степени кольцами планеты. Кольца играют значительную роль в изменении радиационного режима зимнего полушария Сатурна [3, 4], да и вблизи равноденствия сильно ослабляют приток солнечной энергии в узкой области экваториального пояса планеты. Кроме того, инсоляция всей планеты уменьшается из-за удаления планеты от Солнца, как видно из рисунка 1. Наблюдения в 2014 году дают возможность изучить особенности, которые характерны для северного полушария Сатурна. Был выполнен большой цикл спектральных наблюдений, который является продолжением многолетних наблюдений, предназначенных для изучения сезонных процессов в атмосфере Сатурна. В сезон видимости 2014 года наклон экватора и плоскости колец к направлению на Землю и Солнце составлял около 22 градусов, так что значительная часть южного полушария планеты была закрыта кольцом. Зато северное полушарие было полностью открыто для наблюдений. За период с середины апреля по первую декаду июня было записано более 2500 спектрограмм Сатурна, в том числе зональных – путем сканирования диска планеты в направлении с юга на север.

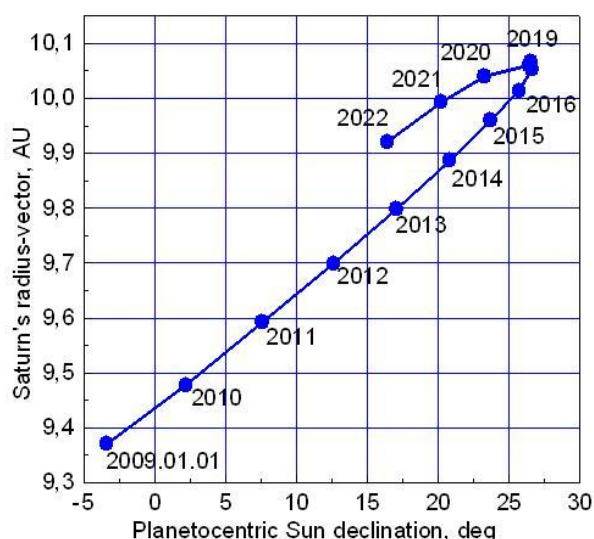


Рисунок 1 – Изменение угла наклона экватора Сатурна к направлению на Солнце и гелиоцентрического расстояния планеты при орбитальном движении с 2009 г. по 2022 г. В этот период к Солнцу наклонено северное полушарие

Максимальное наклонение северного полушария к Солнцу (весна и лето в северном полушарии) приходится на максимальное удаление планеты от Солнца. В режиме инсоляции это означает, что лето в северном полушарии Сатурна холоднее, чем лето в южном полушарии. Это также влияет на наблюдаемые характеристики полушарий в периоды равноденствий, как было показано в опубликованных ранее работах (например, [5, 6]).

Нынешний период наблюдений, как и ближайшие следующие сезоны видимости Сатурна, представляют особый интерес. Это связано с тем, что планета становится все более наклоненной к направлению на Солнце своим северным полюсом впервые по прошествии около 20 лет с предыдущего периода почти такой же ориентации в 1991 году и около 30 лет с подобного положения Сатурна, пришедшегося на 1984 год.

Наблюдения и методика обработки. Наблюдения выполнялись с помощью дифракционного спектрографа SGS с ПЗС-камерой ST-7XE, установленном на 0.6-м телескопе РЦ-600 в кассегренновском фокусе 7.5 м. В отличие от ранее применявшейся камеры ST-6V матрица камеры ST-7XE имеет достаточно монотонный ход чувствительности (квантовой эффективности) по спектру с максимумом около 600 нм.

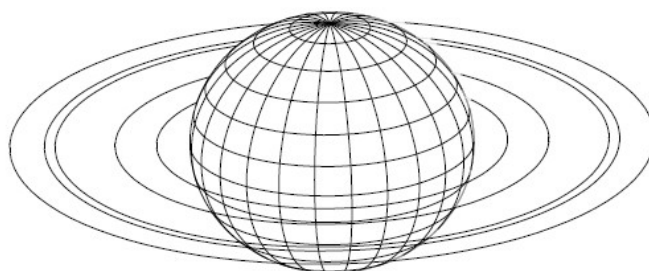


Рисунок 2 – Положение экватора и колец Сатурна для земного наблюдателя 18 апреля 2014 г.

Методика наблюдений, сохранявшаяся как в предыдущие, так и в последующие годы, заключалась в двух способах получения спектрограмм Сатурна. В первом случае регистрировались спектры центрального меридиана планеты. Во втором случае щель спектрографа ориентировалась параллельно большой оси кольца и осуществлялась последовательная съемка зональных спектров сканированием диска от южного полюса до северного. При подобном зональном спектральном сканировании диска Сатурна, для надёжных результатов требуется получение 60-70 спектрограмм.

Первичная обработка спектрограмм выполнялась по программе работы с ПЗС-матрицей ST-7XE, а затем – по стандартным разработанным для данной задачи программам на электронных таблицах, так что, в конечном счёте получались профили полос поглощения, вычисленные по отношению спектров планеты и кольца. Затем по профилям вычислялись центральные глубины и эквивалентные ширины полос поглощения и их ход по широтам на центральном меридиане Сатурна. В качестве контроля на всех спектрограммах измерялась также интенсивность теллурической полосы кислорода O_2 760 нм. Ее неизменность во всех зонах служила критерием отсутствия ошибок в измерениях планетных полос поглощения.

В таблице содержатся следующие данные о наблюдениях Сатурна: дата, интервал наблюдений по зимнему времени (всемирное время + 6 часов), продолжительность экспозиции в секундах, экваториальный и полярный угловые диаметры диска Сатурна, планетоцентрическое склонение Земли (наклон экватора планеты и кольца к земному наблюдателю), угол фазы и количество полученных спектрограмм.

Данные о наблюдениях Сатурна в 2014 году

N	Дата	Время $T_w = UT+6h$	Эксп, сек	D_e	D_p''	B_e	Phase angle	Число файлов
1	16-17.04.2014	01.37 – 03.45	20,40,60	18.5	16.8	22.1	-2.7	162
2	18-19.04.2014	00.23 – 02.56	20,40,60	18.5	16.8	22.1	-2.5	148
3	23-24.04.2014	00.51 – 02.56	20,40,60	18.6	16.9	22.0	-2.0	170
4	24-25.04.2014	00.47 – 02.43	20,60	18.6	16.9	22.0	-1.9	160
5	13-14.05.2014	22.19 – 00.32	20,60	18.7	17.0	21.7	0.2	196
6	16-17.05.2014	21.51 – 00.43	20,60	18.7	17.0	21.6	0.5	230
7	17-18.05.2014	22.18 – 00.26	20,60	18.7	17.0	21.6	0.6	171
8	18-19.05.2014	22.48 - 01.10	20,60	18.7	17.0	21.6	0.7	200
9	23-24.05.2014	21.37 – 00.28	20,60	18.6	16.9	21.5	1.3	230
10	24-25.05.2014	22.33 – 01.14	20, 60	18.6	16.8	21.5	1.5	235
11	25-26.05.2014	23.31 – 01.37	20, 60	18.6	16.8	21.4	1.6	188
12	04-05.06.2014	22.42 – 01.16	20, 60	18.6	16.8	21.3	2.5	172
13	05-06.06.2014	22.39 – 00.04	20, 60	18.6	16.8	21.3	2.6	142
14	10-11.06.2014	21.51 – 23.40	20, 60	18.4	16.7	21.2	3.2	161

Предварительные результаты. На рисунках 3 и 4 представлены усредненные за сезон наблюдений данные об изменении по зонам центральных глубин полос поглощения метана. Из-за экранирования южного полушария кольцом видимая интенсивность полос поглощения там резко снижается, так что имеет смысл только рассмотрение вариаций поглощения в северном полушарии.

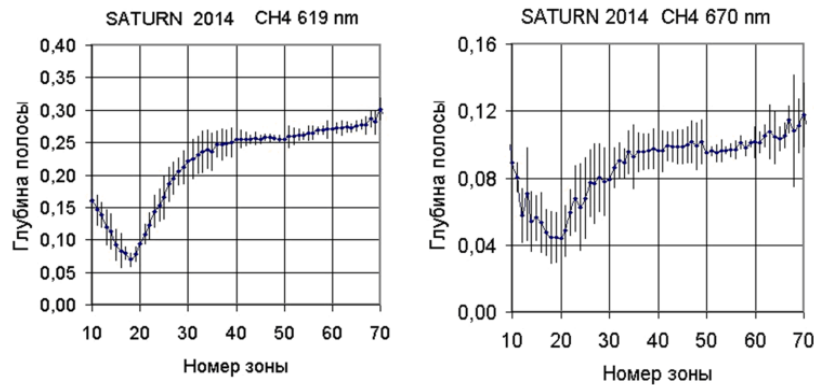


Рисунок 3 – Зональные вариации глубин полос поглощения CH₄ 619 и 670 нм на Сатурне в 2014 г.

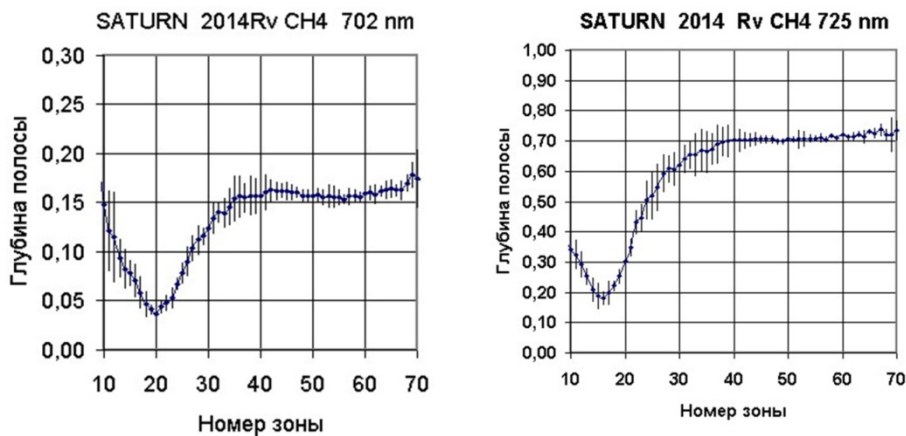


Рисунок 4 – Зональные вариации глубин полос поглощения CH₄ 702 и 725 нм

Подобное поведение поглощения в целом полушарии Сатурна представляется не тривиальным, так как с переходом от центра диска к северному лимбу меняются углы падения (освещения Солнцем) и отражения солнечной радиации. На рисунке 5 показано, как меняется с широтой косинус угла отражения. Это тем или иным образом должно влиять и на широтный ход поглощения.

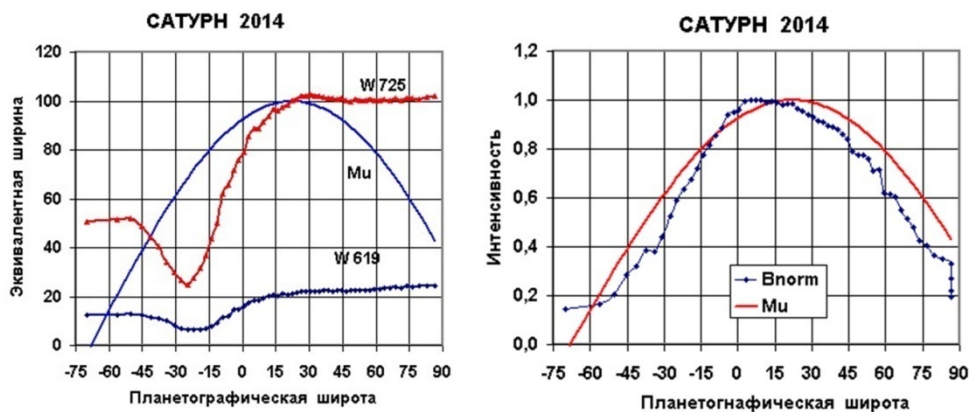


Рисунок 5 – Профили яркости, поглощения и косинуса угла отражения по сканам диска Сатурна в 2014 г.

Интересно сравнить полученные результаты с аналогичной ситуацией на Сатурне в 1991 году, когда наклон экватора и колец был таким же, как и в 2009 году. Различие заключалось в том, что в 1991 г. Сатурн уже прошел через момент летнего солнцестояния. Сатурноцентрическое склонение Солнца в оба периода составляло около 22 градусов. В этот период авторы работы [7] получили

снимки Сатурна через узкополосные светофильтры, в том числе и центрированные на полосы поглощения метана. Найденный по этим снимкам меридиональный ход глубин полос поглощения показал, что в северном полушарии Сатурна поглощение почти не меняется с широтой.

Можно также сравнить ситуацию с широтным распределением поглощения метана при том же наклоне экватора Сатурна к Солнцу, но в зимний для северного полушария период, когда к Солнцу было обращено южное полушарие. Такая ситуация имела место в 2005 году. Наши наблюдения [6] показывают (рисунок 6), что ход поглощения в южном полушарии в это время практически идентичен ходу поглощения в северном полушарии в 2014 году. Отметим также, что в равноденствие 2009 года, которому предшествовало максимальное приближение Сатурна к Солнцу, различия в поглощении метана в умеренных поясах обоих полушарий были невелики. В равноденствие 1995 года, которому предшествовало максимальное удаление Сатурна от Солнца, наблюдалось весьма значительное различие в поглощении CH_4 оно было меньше в южном полушарии [3].

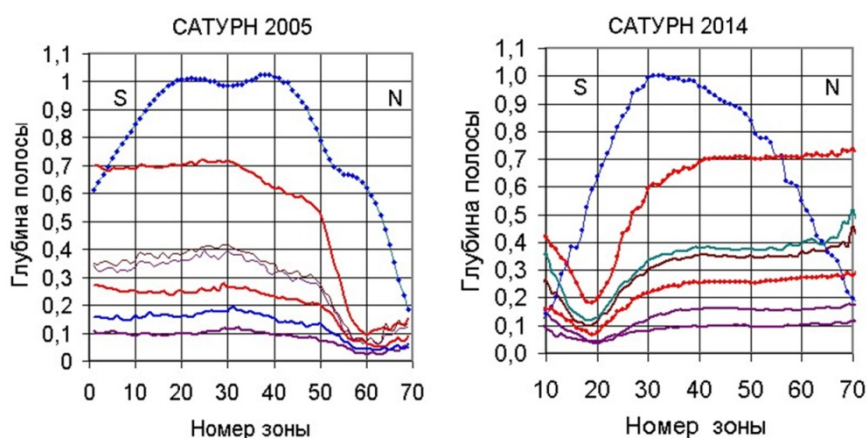


Рисунок 6 – Сравнение меридионального хода глубин полос поглощения метана на Сатурне в 2005 и 2014 гг. (сатурноцентрическое склонение Солнца соответственно равно -22 и $+22$ градуса). Кривые сверху вниз: профиль яркости, глубины CH_4 725, 787, 798, 619, 702 и 668 нм

Заключение. Качественно интерпретировать эту картину можно следующим образом. Формирование полос молекулярного поглощения в атмосферах планет-гигантов происходит довольно сложным путем, так как в значительной мере поглощение создается внутри облачного покрова планет в процессе многократного рассеяния на облачных частицах (кристаллах или каплях). Лишь частично молекулярное поглощение формируется в надоблачном слое чистого газа, если не считать роли (скорее всего – незначительной) стратосферной дымки фотохимического происхождения. Изменения величины поглощения с широтой и с углами освещения и отражения в надоблачной атмосфере и в облачном слое происходят в противоположных направлениях. С приближением к лимбу толща надоблачной атмосферы на луче зрения растет пропорционально секансу угла. Внутри облачного слоя эффективный оптический путь поглощения уменьшается, что следует из теории переноса излучения в оптически толстых рассеивающих средах. Таким образом, простейшее объяснение неизменности поглощения с широтой в северном полушарии Сатурна может быть связано именно с этими особенностями формирования поглощения. Заметим, что в предыдущие годы наблюдалась некоторая небольшая депрессия поглощения на умеренных широтах северного полушария. Полосы поглощения CH_4 619 и 725 нм существенно различаются по интенсивности, но обе далеки от насыщения, что позволяет сравнивать их поведение по диску Сатурна и рассматривать различия в их вариациях как признаки различия в степени вертикальной неоднородности облачного покрова на разных широтах.

Можно видеть также, что на широте около 0 градусов начинается понижение поглощения, связанное с особенностями экваториального пояса Сатурна, выраженными именно в ослабленном поглощении по сравнению с умеренными широтами. К сожалению, точные измерения поглощения в экваториальном поясе часто затруднены из-за кольца, и только в периоды равноденствий можно получить наиболее надежные данные о поглощении на экваторе.

Работа выполнена в рамках проекта №0073/ГФ4.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Каримов А. М. Поведение полос поглощения метана на Сатурне после равноденствия 2009 года Известия НАН РК. Серия физико-математическая – 2012., № 3, С. 72-76.
- [2] Каримов А. М., Лысенко П.Г.,Тейфель В.Г., Харитоновна Г.А. Сатурн зонная спектродотометрия в 2013 г. Известия НАН РК. физико-математическая. – 2014, № 4. С. 85-90.
- [3] Brinkman A. W., McGregor J. The effect of the ring system on the solar radiation reaching the top of Saturn's atmosphere: direct radiation *Icarus*, 1979, V. 38, P.479-482
- [4] Van Hemelrijck E. The effect of Saturn's rings on the upper-boundary insolation of its atmosphere. *Earth Moon and Planets*, 1987, V.38, P.217-235
- [5] Тейфель В.Г. Распределение молекулярного поглощения по диску Сатурна по наблюдениям в 1995 г. на основе зонной спектродотометрии с ПЗС-камерой. Результаты наблюдений. *Астроном. вестник РАН*, 1997, Т.31, №3. С.222-231, *Solar System Res.*, - 1997, -V.31, -N3., P.198-206
- [6] Tejfel V.G., Karimov A.M., Kharitonova G.A., Kirienko G.A. Spectrophotometric study of Saturn's atmosphere during a 16-year period (1995–2010) *Astronomical and Astrophysical Transactions*. – Vol. 28. - Issue 2. – 2013, P.121-134.
- [7] Ortiz J.L., Moreno F., Molina A. Saturn 1991-1993: Reflectivities and limb-darkening coefficients at methane bands and nearby continua – temporal changes *Icarus*, 1995, V.117, P.328-344.

REFERENCES

- [1] Karimov AM. A behavior of the methane absorption bands on Saturn after the equinox in 2009. *Izvestia NAN RK. A series of physical and mathematical* - 2012., № 3, P. 72-76. (in Russ.).
- [2] Karimov A.M/, Tejfel V.G. Lyssenko 3.G., Kharitonova G.A. Saturn's zonal spectrophotometry in 2013. *Izvestia NAN RK. Physics and Mathematics*. - 2014, № 4. P. 85-90. (in Russ.).
- [3] Brinkman AW, McGregor J. The effect of the ring system on the solar radiation reaching the top of Saturn's atmosphere: direct radiation *Icarus*, 1979, V. 38, P.479-482
- [4] Van Hemelrijck E. The effect of Saturn's rings on the upper-boundary insolation of its atmosphere. *Earth Moon and Planets*, 1987, V.38, P.217-235
- [5] Tejfel V.G. The distribution of molecular absorption of the disk of Saturn from observations in 1995 based on a zonal spectrophotometry with a CCD camera. The results of observations. *Astron. vestnik of the RAS* ,, 1997, T.31,, N3. C.222-231, *Solar System Res.*, 1997, V.31, N3 , P.198-206 (in Russ.).
- [6] Tejfel VG, Karimov AM, Kharitonova GA, Kirienko GA Spectrophotometric study of Saturn's atmosphere during a 16-year period (1995-2010) *Astronomical and Astrophysical Transactions*. - Vol. 28. - Issue 2. - 2013, P.121-134.
- [7] Ortiz JL, Moreno F., Molina A. Saturn 1991-1993: Reflectivities and limb-darkening coefficients at methane bands and nearby continua - temporal changes *Icarus*, 1995, V.117, P.328-344 .

2014 ж. САТУРН – МОЛЕКУЛАЛЫҚ ЖҰТУ ЖОЛАҚТАРЫНЫҢ ЕНДІК ВАРИАЦИЯЛАРЫ

А. М. Каримов, П. Г. Лысенко, В. Г. Тейфель

«В. Г. Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан

Тірек сөздер: Сатурн, спектродотометрия, атмосфера, метан, молекулалық жұту, маусымдық вариация.

Аннотация. Күн маңында планетаның айналу кезеңі аралығында Күн бағытына қарай Сатурн экваторының еңісінің өзгерісі 27-ден +27 градус шамасына дейін ауысатын солтүстік және оңтүстік жартышар инсоляция режимінің сәйкесінше өзгерістерімен қоса жүреді. Бұл, гелиоорталық қашықтық өзгерістерімен бірге Сатурн атмосферасының кейбір оптикалық бақыланатын сипаттамаларының маусымдық өзгерістерінің кескінін табуы тиіс. Бұл өзгерістерді меңгеру үздіксіз көпжылдық бақылауларды талап етеді. 2014 ж. сәуір-маусымында, бұрынғы жылдардағыдай, Сатурнның аймақтық спектродотометриясы бойынша 2500-ден көбірек спектрограмм, үлкен бақылау материалдары алынды. 2014 жылы көріну маусымында экватор еңісі және сақиналар жазықтығы Жер және Күн бағытына қарай +22 градус шамасында құрады, сондықтан планетаның оңтүстік жартышарының біраз бөлігі сақинамен жабық болды. Есесіне солтүстік жартышар бақылаулар үшін толығымен ашық болды. Бақылаулар солтүстік жартышарда бірқалыпты ендік белдігінде метан жұтылуы ендікпен өзгермейтіндігін көрсетті. Осындай симметриялық жағдай 2015 жылы Күн айналысы Сатурнның оңтүстік жартышарында да бақыланды, онда Күннің сатурнның орталығына бейімделуі 22 градусқа тең келді.

Поступила 15.15.2015 г.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 5, Number 303 (2015), 102 – 108

THE EVIDENCES OF LATITUDINAL ASYMMETRY OF THE AMMONIA ABSORPTION ON SATURN

V. G. Tejfel, A. M. Karimov, N. N. Bondarenko, G. A. Kharitonova

Fessenkov Astrophysical Institute, Almaty, Kazakhstan.

E-mail: tejf@mail.ru

Keywords: Saturn, equinox, atmosphere, clouds, methane, ammonia, absorption bands.

Abstract. An opportunity to observe both Saturn hemispheres (north and south) in the same regime of the sunlight input and at their similar visibility from Earth appears only once in 15 years. The last period of the equinox on Saturn occurred in the late 2008 - early 2009. During this period we have done a great cycle of spectral observations of Saturn with the recording of the spectra of the central meridian of Saturn and zonal spectra, covering the entire planet. There were processed 450 zonal spectrograms obtained by scanning the disk of Saturn in early 2009. We have studied specially the variation of the absorption band of ammonia NH₃ 647 nm. This band overlaps with the short-wavelength wing of the absorption band of methane CH₄ 667 nm. To extract the ammonia absorption there were used the spectra of Uranus and laboratory spectra of methane. It is found that the absorption of ammonia is enhanced in the northern hemisphere of Saturn as relatively weak methane bands in contrast to behavior of the methane stronger bands. This indicates "north-south" asymmetry in the bulk density of the deep parts of the ammonia cloud layer on Saturn.

УДК 523.46

ПРИЗНАКИ ШИРОТНОЙ АСИММЕТРИИ АММИАЧНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ НА САТУРНЕ

В. Г. Тейфель, А. М. Каримов, Н. Н. Бондаренко, Г. А. Харитоновна

ДТОО «Астрофизический институт им. В. Г. Фесенкова, Алматы, Казахстан

Ключевые слова: Сатурн, равноденствие, атмосфера, облака, метан, аммиак, полосы поглощения.

Аннотация. Возможность наблюдать оба полушария Сатурна (северное и южное) в одинаковых условиях освещения Солнцем и видимости с Земли представляется лишь раз в 15 лет. Последний период равноденствия на Сатурне пришелся на конец 2008 – начало 2009 гг. В этот период был выполнен большой цикл спектральных наблюдений с записью спектров центрального меридиана Сатурна и зональных спектров, охватывающих всю планету. В том числе по 450 зональным спектрограммам, полученным при сканировании диска Сатурна в начале 2009 года, исследованы вариации полосы поглощения аммиака NH₃ 647 нм. Эта полоса перекрывается с коротковолновым крылом полосы поглощения метана CH₄ 667 нм, поэтому для выделения аммиачного поглощения использовались спектры Урана и лабораторные спектры метана. Найдено, что аммиачное поглощение усиливается в северном полушарии Сатурна, как и относительно слабые полосы метана в противоположность наблюдаемому у более сильных полос метана. Это указывает на асимметрию «север-юг» в объемной плотности глубоких частей аммиачного облачного слоя на Сатурне.

Введение. В отличие от Юпитера, в спектрах которого полосы поглощения аммиака относительно хорошо заметны, у Сатурна они если и прослеживаются, то с большим трудом. На обеих планетах аммиак, несмотря на низкое относительное содержание (NH₃/H₂ ~10⁻⁴) аммиак играет исключительно важную роль, поскольку именно из кристаллов замерзшего NH₃ сформированы видимые облачные покровы и Юпитера и Сатурна.

Облачные слои в атмосферах обеих планет, как и надоблачная атмосфера. Участвуют в процессе переноса излучения и в формировании молекулярных полос поглощения. Метан в условиях атмосфер Юпитера и Сатурна не конденсируется, тогда как аммиак при низких температурах верхней тропосферы замерзает. В стратосфере концентрация газообразного аммиака резко падает по сравнению с концентрацией в тропосфере. Поэтому наблюдаемое поглощение NH_3 формируется только внутри облачного слоя, тогда как в поглощении CH_4 заметную роль играет и надоблачная толща атмосферы.

Из-за наклона оси вращения Сатурна, составляющей 27 градусов к плоскости его орбиты, режим инсоляции северного и южного полушарий существенно меняется в течение 30-летнего периода обращения планеты вокруг Солнца. Сезонные эффекты усугубляются тем, что расстояние Сатурна от Солнца также зависит от положения планеты на орбите, причем разница в величине радиуса-вектора достигает целой астрономической единицы.

Все вышесказанное является предпосылкой к постановке исследований сезонных изменений на Сатурне, которые могут проявляться и в изменениях структуры и плотности внешних атмосферных слоев, в том числе и в изменениях в облачном слое, причем по-разному на разных широтах. Поведение молекулярных полос поглощения в спектрах различных широтных поясов планеты сожжет быть индикатором изменений, происходящих в облачном покрове. Внутри облачной (аэрозольно-газовой) среды это поглощение формируется довольно сложным образом в процессе многократного рассеяния света на облачных частицах.

Трудность измерений полос поглощения аммиака в спектрах Юпитера и Сатурна состоит в том, что они не наблюдаются в чистом виде, а перекрываются с более сильными полосами поглощения метана. На Сатурне практически они почти не выделяются, поэтому требуется анализ поведения профилей полос поглощения метана в участках, где должно присутствовать и аммиачное поглощение и смежных участках, свободных от него.

Сравнительный анализ поведения молекулярного поглощения в северном и южном полушариях Сатурна и сезонных изменений затрудняется наличием у планеты кольца, которое затеняет значительную часть одного из полушарий, снижая дополнительно уровень притока солнечной радиации к зимнему полушарию. Земному наблюдателю кольцо экранирует это полушарие, затрудняя измерения полос поглощения. Поэтому самым подходящим для исследования обоих полушарий Сатурна при равных условиях освещения и видимости с Земли является период равноденствия, когда наклон экватора планеты к Солнцу и Земле почти равен нулю (точно нулевое значение наклона, к сожалению, обычно приходится на время ухудшения условий видимости планеты). Последняя такая возможность представилась в конце 2008 – начале 2009 гг.

Наблюдения – спектральные сканы диска Сатурна. В процессе спектрофотометрических наблюдений в период равноденствия Сатурна 2009 года [1] в ночь с 5 на 6 января 2009 г. было получено 5 серий зональных спектрограмм путем последовательного сканирования диска Сатурна от южного полюса до северного (рисунок 1).

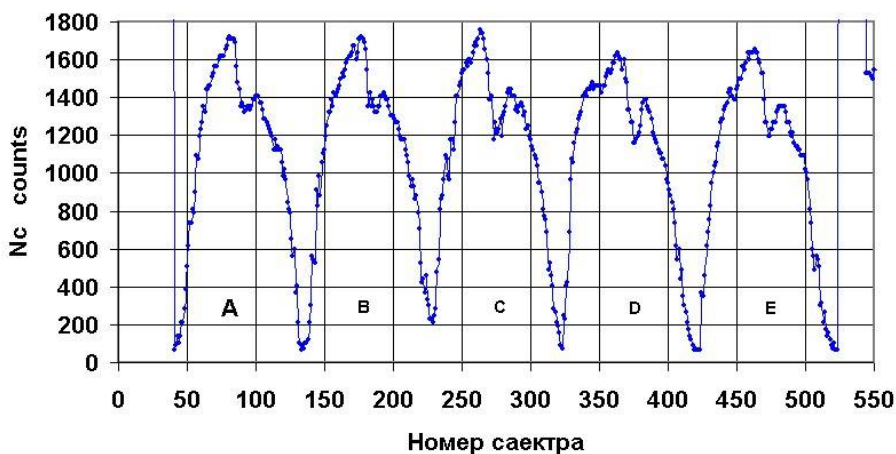


Рисунок 1 – Яркостные профили сканов, построенные по максимальной интенсивности каждого зонального спектра

Каждый скан состоял из 90-95 зональных спектров, записанных на дифракционном спектрографе SGS с ПЗС-камерой ST-7XE. Продолжительность экспозиции для каждой спектрограммы составляла 20 секунд. Эта дата наблюдений оказалась наиболее благоприятной для исследования обоих полушарий Сатурна, поскольку наклон его экватора к Земле (или сатурно-центрическое склонение Земли) был равен всего 0.8 градуса. Сатурно-центрическое склонение Солнца равнялось -3.3 градуса, поэтому тень кольца на диске планеты все же заметно выделялась.

Обработка наблюдений. Все зональные спектрограммы (более 450) измерялись вдоль дисперсии в диапазоне длин волн 580-800 нм. При обработке вырезался участок вдоль осевой линии спектра шириной 20 пикселей. Для всех спектров вычислялось отношение к опорному спектру кольца, записанному в период его наибольшего раскрытия. Затем вычислялись значения остаточных интенсивностей в полосах поглощения по отношению к интерполированному непрерывному спектру и строились профили полос. Вычислялись их глубины и эквивалентные ширины. Кроме того, для сравнительного анализа по массивам профилей в остаточных интенсивностях вычислялись отношения спектров разных зон к спектру экваториальной зоны и попарные отношения спектров зон, симметрично расположенных в южном и северном полушариях. На основе этих вычислений были построены атласы спектральных отношений и зональных вариаций полос поглощения.

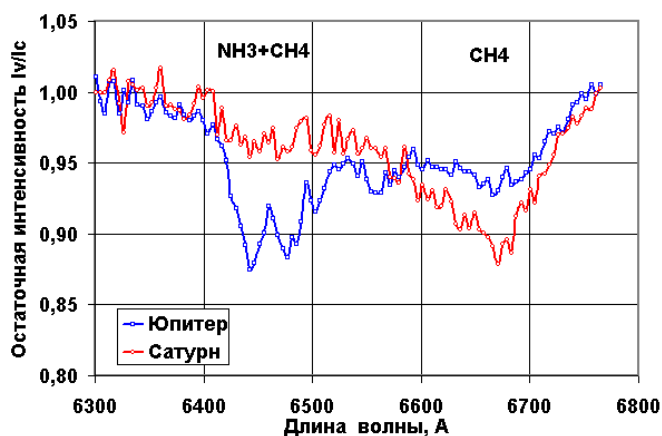


Рисунок 2 – Полоса поглощения NH₃ 647 + CH₄ 667 нм в спектрах Юпитера и Сатурна

В наблюдаемом спектральном диапазоне находятся две полосы поглощения NH₃, центрированные на длины волн около 647 и 787 нм. В спектре Юпитера они, несмотря на перекрытие с полосами поглощения CH₄, могут быть выделены довольно уверенно. В спектрах же Сатурна аммиачное поглощение почти не выделяется на фоне гораздо более сильного метанового поглощения. Полоса NH₃ 647 нм располагается в коротковолновом относительно слабом крыле полосы метана (рисунок 2).

Выделение аммиачного поглощения. Имеющиеся данные о коэффициентах поглощения метана [2-6] и расчет по ним профилей полосы поглощения CH₄ 667 нм (рисунок 3). При расчетах задавалась величина эквивалентного пути поглощения, примерно соответствовавшая наблюдаемому в спектре Сатурна профилю этой полосы. В участке спектра между 640-650 нм, где находится полоса поглощения NH₃ 647 нм, поглощение метана невелико и показывает гладкий ход с длиной волны. Данные о коэффициентах поглощения CH₄ несколько различаются у разных авторов, например, в [**] профиль поглощения сдвинут по длинам волн на 3 нм (при расчетах этот сдвиг был учтен). Для дополнительного сравнения был также использован спектр Урана, в котором заведомо аммиачное поглощение отсутствует. Полоса CH₄ 667 нм там гораздо интенсивнее, чем у Сатурна, но еще не достигает насыщения в отличие от более длинноволновых полос. Вычисленное отношение спектров Юпитера и Сатурна к спектру Урана выявляет полосу поглощения NH₃ в спектрах обеих планет (рисунок 4).

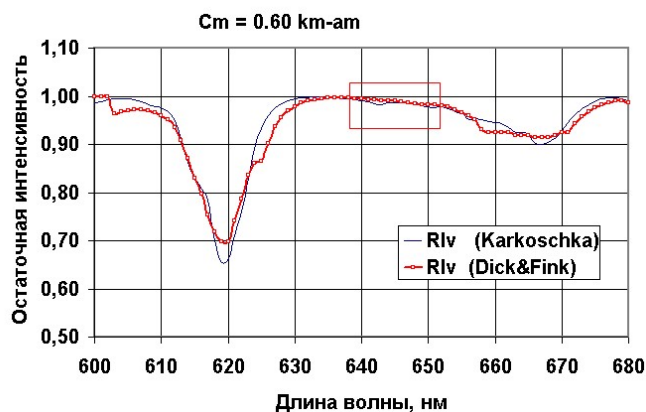


Рисунок 3 – Расчетные профили полос поглощения метана, вычисленные по коэффициентам поглощения из работ [2, 3] при эквивалентном пути поглощения $C_m=0.6$ км-амага. Прямоугольником отмечена область полосы поглощения аммиака

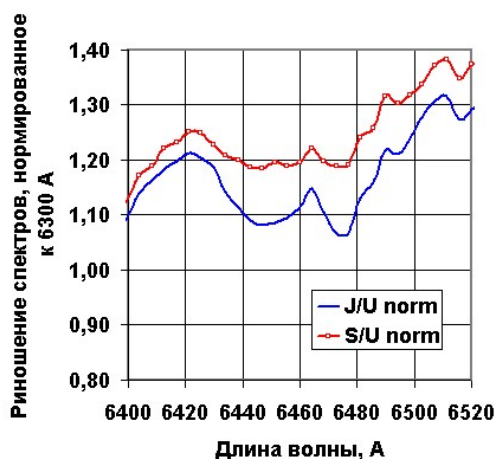


Рисунок 4 – Отношение спектров Юпитера и Сатурна к спектру Урана в области полосы поглощения аммиака NH_3 647 нм

Вариации поглощения NH_3 . По измерениям всех зональных спектрограмм Сатурна для каждого из 5 сканов были вычислены отношения к опорному спектру экваториального пояса планеты. Построен атлас графиков полученных спектральных кривых, фрагмент которого показан на рисунке 5.

Анализ всех графиков атласа показывает, что в области полосы поглощения NH_3 647 нм поглощение в северном полушарии усиливается по сравнению с южным. Поглощение метана в относительно слабых полосах тоже обнаруживает усиление в северном полушарии. Оставляя в стороне экваториальный пояс Сатурна, сравним усредненные по области умеренных широт профили полос поглощения для южного и северного полушарий. Хотя в области аммиачного поглощения глубина полосы значительно меньше, чем в длинноволновой части полосы метана, отношение к опорному спектру почти одинаково в обеих частях полосы. На рисунке 6 показаны отношения остаточных интенсивностей из этих усредненных профилей – северного полушария к южному – по сканам В и С. Здесь видно, что в области аммиачной полосы это отношение демонстрирует большее различие полушарий, чем отношение в более длинноволновой области чисто метанового поглощения.

Обсуждение. Основной причиной наблюдаемых широтных вариаций молекулярного поглощения как на Юпитере, так и на Сатурне, скорее всего являются изменения в плотности и микрофизической структуре облачного покрова. В этих вариациях именно аммиак играет активную роль, в отличие от метана. Видимый облачный слой на обеих планет состоит в основном из кристалликов сублимированного аммиака и, естественно, наличие в тропосфере планеты конвективных

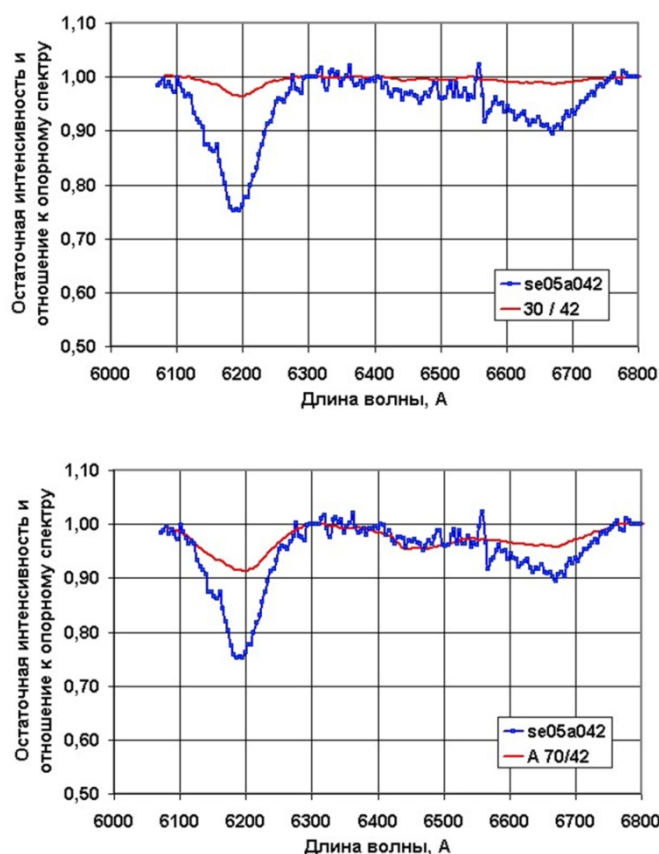


Рисунок 5 – Фрагмент атласа спектральных кривых отношений зональных спектров к опорному (в скане А это зона 42). Зона 30 находится в южном полушарии Сатурна, зона 70 – в северном полушарии

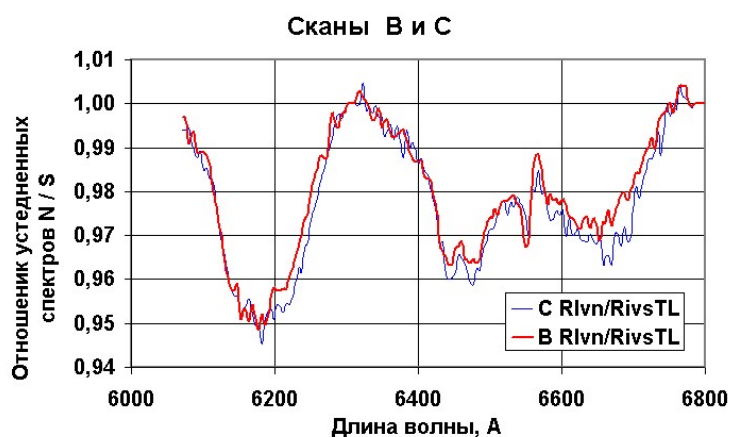


Рисунок 6 – Отношение остаточных интенсивностей полос поглощения, усредненных по поясам умеренных широт Сатурна (Rlvn/Rivs) по сканам В и С

течений и соответствующих изменений в вертикальном температурном профиле должно отражаться на соотношении равновесного содержания газообразной и твердой фаз аммиака. Формирование относительно слабых и умеренных по интенсивности полос поглощения и аммиака и метана происходит внутри облачного слоя в процессе многократного рассеяния на облачных частицах, за счет чего увеличивается эквивалентный путь поглощения.

Увеличение объемной плотности облачного слоя при прочих равных условиях приводит к уменьшению расстояний между частицами и уменьшению эквивалентного пути поглощения. Если

суммарное содержание аммиака в обоих фазовых состояниях остается неизменным, то с понижением температуры в твердую фазу перейдет больше аммиака, тогда как доля газообразного аммиака уменьшится. А это также дополнительно отразится на уменьшении интенсивности аммиачных полос поглощения. Интенсивность же полос поглощения метана при этом будет меняться только в зависимости от объемной плотности облаков.

Конечно, это лишь упрощенный подход к интерпретации наблюдаемых широтных вариаций молекулярного поглощения. Для полного описания реальной микрофизической структуры облачных покровов планет требуется модель с большим количеством варьируемых параметров. Но именно в силу своей многопараметричности такая модель не может при сопоставлении с данными наблюдений привести к однозначному результату. Тем не менее, наблюдения все же дают возможность исследовать степень неоднородности облачных покровов планет-гигантов и сезонные изменения, связанные с изменением наклона планеты к потоку солнечной радиации и гелиоцентрического расстояния. Особенность, на которую следует обратить внимание, заключается в том, что более сильные полосы поглощения метана, например, полоса CH_4 725 нм, не показывают заметного различия в умеренных широтах северного и южного полушарий [7, 8]. Их формирование происходит на меньших эффективных оптических глубинах и для них уже заметную роль играет поглощение в надоблачной атмосфере.

В итоге можно констатировать, что увеличение поглощения NH_3 в северном полушарии Сатурна совпадает с повышенным поглощением CH_4 , наблюдаемым также в северном полушарии. Это может быть обусловлено уменьшением объемного коэффициента рассеяния на больших эффективных оптических глубинах за счет повышения температуры. В верхней же части облачного покрова различия в плотности облачного слоя, по-видимому, отсутствуют или выражены гораздо меньше, если судить по одинаковости поглощения в полосе CH_4 725 нм на умеренных широтах обоих полушарий. Измерения температуры в верхней тропосфере Сатурна на уровне давления около 500 мб [9] показывают даже ее уменьшение в северном полушарии по сравнению с южным в поясе умеренных широт.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Tejfel V.G., Karimov A.M., Kharitonova G.A., Kirienko G.A., Vdovichenko V.D. The hemispheric differences in the methane and ammonia absorptions on Saturn near last equinox in 2008-2010 // -Bulletin of the American Astronomical Society, 2010 V. 42. - P.1021.
- [2] Karkoschka E. (1994). Spectrophotometry of the Jovian planets and Titan at 300- to 1000-nm wavelength: the methane spectrum. *Icarus*, 1994, v.111, No.2, p.174-192.
- [3] Karkoschka, E., Tomasko, M.G. Methane absorption coefficients for the jovian planets from laboratory, Huygens, and HSTdata. // *Icarus* (2009)
- [4] Dick, K. A.; Fink, U. Photoelectric absorption spectra of methane CH_4 , methane and hydrogen H_2 mixtures, and ethane C_2H_6 // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, V. 18 1977, P. 433-446 .
- [5] Giver, L.P., 1978. Intensity measurements of the CH_4 bands in the region 4350Å to 10600Å // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*. – 19. –P. 311–322.
- [6] Fink, U., Benner, D.C., Dick, K.A., 1977. Band model analysis of laboratory methane absorption spectra from 4500 to 10500Å // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 18. – P. 447–457.
- [7] V.G.Teifel, A.M.Karimov, G.A.Kharitonova . South-north hemispheric asymmetry of the albedo and molecular absorption on Saturn // 46-th Lunar and Planetary Science Conference, March 2015, Abstr.1176, 2 PP
- [8] Тейфель В.Г., Каримов А.М. Особенности аммиачного поглощения в атмосфере Сатурна // *Известия НАН РК, серия физико-математическая*, №4, 2009 - С.110-114
- [9] Fletcher, L.N., Achterberg, R.K., Greathouse, T.K., Orton, G.S., Conrath, B.J., Simon, Miller, A.A., Teanby, N., Guerlet, S., Irwin, P.G.J., Flasar, F.M., 2010. Seasonal change on Saturn from Cassini/CIRS observations, 2004–2009. // *Icarus* 208 (July), 337–352.

REFERENCES

- [1] Tejfel V.G., Karimov AM, Kharitonova GA, Kirienko GA, Vdovichenko VD The hemispheric differences in the methane and ammonia absorptions on Saturn near last equinox in 2008-2010 // -Bulletin of the American Astronomical Society, 2010 V. 42. - P.1021.
- [2] Karkoschka E. (1994). Spectrophotometry of the Jovian planets and Titan at 300- to 1000-nm wavelength: the methane spectrum. *Icarus*, 1994, v.111, No.2, p.174-192.
- [3] Karkoschka, E., Tomasko, M.G. Methane absorption coefficients for the jovian planets from laboratory, Huygens, and HSTdata. // *Icarus* (2009)

[4] Dick, K. A. ; Fink, U. Photoelectric absorption spectra of methane CH₄, methane and hydrogen H₂ mixtures, and ethane C₂H₆ // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, V. 18, 1977, P. 433-446.

[5] Giver, LP, 1978. Intensity measurements of the CH₄ bands in the region 4350Å to 10600Å // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. - 19. -P. 311-322.

[6] Fink, U., Benner, DC, Dick, KA, 1977. Band model analysis of laboratory methane absorption spectra from 4500 to 10500Å // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 18. - P. 447-457.

[7] V.G.Teyfel, A.M.Karimov, G.A.Kharitonova. South-north hemispheric asymmetry of the albedo and molecular absorption on Saturn // 46-th Lunar and Planetary Science Confer-ence, March 2015, Abstr.1176, 2 PP

[8] Teyfel VG Karimov AM. Features ammonia absorption in the atmosphere of Saturn // Proceedings of National Academy of Sciences of Kazakhstan, a series of physical-mathematical, №4, 2009 - S.110-114

[9] Fletcher, LN, Achterberg, RK, Greathouse, TK, Orton, GS, Conrath, BJ, Simon, Miller, AA, Teanby, N., Guerlet, S., Irwin, PGJ, Flasar, FM, 2010. Seasonal change on Saturn from Cassini / CIRS observations, 2004-2009. // Icarus 208 (July), 337-352.

САТУРНДАҒЫ АММИАКТЫ ЖҰТУДЫҢ ЕНДІК АСИММЕТРИЯЛАРЫНЫҢ БЕЛГІЛЕРІ

В. Г. Тейфель, А. М. Каримов, Н. Н. Бондаренко, Г. А. Харитонова

«В. Г. Фесенков атындағы Астрофизика институты» Алматы, Қазақстан

Тірек сөздер: Сатурн, күн мен түннің теңесуі, атмосфера, бұлт, метан, аммиак, жұту жолақтары.

Аннотация. Сатурн жартышарын зерттеу мүмкіндігі (солтүстік және оңтүстік) Күнмен жабықталуы және Жерден көрінуімен бірдей шарттарда 15 жылдан кейін ғана ұсынылады. Сатурнде күн мен түннің теңесуі соңғы кезеңі 2008 жылдың аяғы - 2009 жылдың басына келді. Осы кезеңде бүкіл планетаны қамтитын Сатурнның орталық меридианы спектрлері және аймақтық спектрлер жазбасымен спектрлік бақылаулардың үлкен циклінің орындалуы болды. Соның ішінде 2009 жылдың басында Сатурн дискісін түсіріп алу сәтінде алынған 450 аймақтық спектрограммалар бойынша NH₃ 647 нм аммиакты жұту жолақтарының вариациясы зерттелді. Бұл жолақ CH₄ 667 нм метан жұту жолақтарының қысқитолқынды қанаттармен жабылады, сондықтан аммиакты жұтудың бөлінуі үшін Уран спектрлері және метанның зертханалық спектрлері пайдаланылды. Аммиакты жұту біршама әлсіз метан жолақтарының бақылататын көптеген күшті метан жолақтарына қарама-қайшылығы сияқты Сатурнның солтүстік жартышарында күшейетіні табылды. Бұл Сатурнда аммиакты бұлтты қабатты бөлігінің тереңдіктің көлемді тығыздығында «солтүстік-оңтүстік» асимметриясын көрсетеді.

Поступила 15.15.2015 г.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 5, Number 303 (2015), 109 – 114

**LIST OF PHOTOMETRIC STANDARDS
FOR OBSERVING OF OPTICALLY FAINT GEO DEBRIS AND
PHOTOMETRIC SYSTEM OF 1-M TELESCOPE WITH THE CCD****A. V. Didenko, L. A. Usoltzeva**

Fessenkov Astrophysical Institute, Almaty, Kazakhstan.

E-mails: didenko@gmail.com

Key words: photometrical systems, photometric standards, equations of transformations of photometric systems, reaction curves of instrumented system.

Abstract. It is presented the description of a compilation list of stars which used as a photometric standards for determining the exoatmospheric magnitudes of GSS, including the faint debris. We used as a based the catalog of WBVR standards created at Sternberg Astronomical Institute and supplement it by lists of stars from Landolt's works. There were found the mean square errors with respect to the standard system for each band of BVR. The instrumental photometric system consisting of 1-m telescope Zeiss + CCD APOGEE U9000 + set of filters was investigated. It proved to close to the standard system WBVR, that allows to use the standard procedure for determining of coupling coefficients of two photometric systems. There were determined the coefficients of reduction to the standard photometric system, used the curves of reaction of used photometric system; set the zero- point of magnitudes in all bands. Also there were studied the instrumental curves of reaction; defined the primary photometric standards (star with a known magnitude in each band).

УДК 523.4; 520.82.332; 524.3-32

**СПИСОК ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ СТАНДАРТОВ
ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЙ МАЛОРАЗМЕРНЫХ ФРАГМЕНТОВ
КОСМИЧЕСКОГО МУСОРА И ФОТОМЕТРИЧЕСКАЯ СИСТЕМА
1-М ТЕЛЕСКОПА С ПЗС-МАТРИЦЕЙ****А. В. Диденко, Л. А. Усольцева**

ДТОО «Астрофизический институт им. В. Г. Фесенкова», Алматы, Казахстан

Ключевые слова: фотометрические системы, фотометрические стандарты, кривые реакции инструментальной системы.

Аннотация. Дано описание компиляционного списка звезд, используемых в качестве фотометрического стандарта для определения внеатмосферных звездных величин ГСС, в том числе и малоразмерных фрагментов космического мусора. За основу взят каталог WBVR, созданный в ГАИШ и дополненный списком звезд из работ Ландольта. Для каждой полосы системы BVR найдена средняя квадратическая ошибка относительно стандартной системы. Исследована инструментальная фотометрическая система в составе: 1-м телескоп Цейсса + ПЗС-матрица APOGEE U9000 + набор светофильтров, она близка к стандартной системе WBVR. Это позволяет использовать стандартную методику для определения коэффициентов связи двух фотометрических систем. Определены коэффициенты редукции фотометрической системы к стандартной, кривые реакции используемой фотометрической системы; задан нуль-пункт звездных величин во всех полосах; исследованы инструментальные кривые реакции; определены первичные фотометрические стандарты (звезды с известной звездной величиной в каждой полосе).

1. Список фотометрических стандартов. Фотометрическим стандартом, как известно, называется совокупность звезд с известными точными значениями блеска и цвета в выбранной фотометрической системе. Сами эти звезды называются стандартными, они определяют свойства системы, ее нуль-пункт, шаг шкалы, спектральные характеристики и служат основой для проведения дальнейших работ. В настоящее время нет хорошо согласованной сетки стандартов, равномерно расположенных на небе и имеющих широкий диапазон звездных величин. Чаще всего фотометрические стандарты представлены скоплениями, звездный состав которых весьма ограничен по спектральному классу. Кроме того, существуют систематические разности между одними и теми же стандартами, полученными в разное время разными авторами на неодинаковой аппаратуре.

Работы, связанные с обеспечением фотометрических наблюдений ГСС и их стандартизации проводятся в Астрофизическом институте с начала 80-х годов [1-3]. В 90-е годы нами был скомпилирован список фотометрических стандартов, расположенных в основных зонах движения геостационарных объектов по небесной сфере и на высоких склонениях – для определения величины атмосферного поглощения [3]. Он содержал около 400 звезд от 7^m до 12^m, расположенных в экваториальной зоне, с показателями цвета (B - V) от - 0^m.3 до 1^m.8. За основу были взяты результаты фотометрических наблюдений стандартных звезд из работ Landolt A.U. , Jonhson H.L., Mendosa E.E и др., [4 - 8]. Позже этот список был дополнен рядом звезд, в том числе и слабых из [9, 10], звездные величины которых приведены в систему WBVR [11]. При фотометрии геостационарных объектов полоса W не используется.

Фотометрическая система звезд, входящих в списки [4-10] совпадает или близка к системе Джонсона. Для того чтобы получить уравнения перехода и свести все звезды этих списков в систему WBVR, из каждого списка были выбраны 20-30 общих стандартных звезд и проведены их наблюдения на 1-м телескопе Цейсса с ПЗС-матрицей APOGEE U9000 и набором соответствующих светофильтров, см. раздел 2. При этом для каждой полосы системы BVR найдена средняя квадратическая ошибка относительно стандартной системы. Величина этой ошибки определяет приоритет данного списка относительно [3]. Результаты обработки приведены в таблице 1, где

$$\sigma_i = \pm \sqrt{\frac{(\Delta_i - \overline{\Delta})^2}{n(n-1)}}; \Delta_i = m_k - m_u,$$

m_k – звездная величина в соответствующем списке; m_u – звездная величина той же звезды, переведенной в систему WBVR; n – количество анализируемых звезд.

Таблица 1 – Сравнение звездных величин звезд перечисленных списков, переведенных в фотометрическую систему WBVR, со звездами каталога [3]

Автор	Средние квадратические ошибки определения блеска звезд относительно списка [3]					Приоритет
	σ_w	σ_b	σ_v	σ_r	σ_i	
Khaliulin Kh. [11]	$\pm 0^m.012$	$\pm 0^m.007$	$\pm 0^m.008$	$\pm 0^m.009$	$\pm 0^m.011$	1
Jonhson H.L., [7]	$\pm 0^m.035$	$\pm 0^m.036$	$\pm 0^m.022$	$\pm 0^m.025$	$\pm 0^m.035$	2
Mendosa E.E, [8]	$\pm 0^m.030$	$\pm 0^m.031$	$\pm 0^m.025$	$\pm 0^m.029$	$\pm 0^m.030$	3
Landolt A.U. [15]	$\pm 0^m.052$	$\pm 0^m.047$	$\pm 0^m.038$	$\pm 0^m.039$	$\pm 0^m.051$	4

Наш опыт наблюдений показывает, что координаты некоторых звезд в указанных выше списках содержат грубые ошибки. Поэтому было проведено уточнение их координат по каталогу «Tycho-2» с помощью используемого нами ПО. После тщательного анализа и исключения переменных мы оставили в списке 600 звезд в диапазоне 6^m – 17^m. Для каждой из звезд имеется следующая информация: ее номер в данном списке; номер по списку – источнику; α и δ на эпоху 2000.0; величина V; показатели цвета (B-V), (V-R), собственные движения μ_α , μ_δ ; примечание; приоритет данного списка.

Сформированный таким образом рабочий список звезд позволяет проводить оперативную обработку поступающей фотометрической информации.

2. Реализация фотометрической системы и ее характеристики. Коэффициенты редукции реализованной фотометрической системы к стандартной. В нашем случае в состав системы, предназначенной для фотометрических наблюдений малоразмерных объектов космического мусора на ГСО, входят: 1-м телескоп Тянь-шанской обсерватории, ПЗС-матрица APOGEE U9000 с набором фильтров, реализующие систему, близкую к стандартной фотометрической системе BVR.

Спектральная чувствительность приемной аппаратуры S_λ находилась как $S_\lambda = \tau_\lambda A_\lambda$, где τ_λ - спектральное пропускание светофильтров [14], A_λ - спектральная чувствительность матрицы APOGEE U9000 [15]. В рассматриваемом нами спектральном диапазоне отражение от алюминированного зеркала телескопа можно считать неселективными. При определении эффективной длины волны λ_e и полуширины полосы пропускания $\Delta\lambda$ мы использовали спектральные коэффициенты прозрачности P_λ и распределение энергии в спектре звезды класса G5 [16]. Для реализации стандартной фотометрической системы BVR была подобрана комбинация светофильтров, перечень которых приведен в таблице 2.

Таблица 2 – Комбинации светофильтров для реализации стандартной фотометрической системы BVR

Полоса	Комбинация светофильтров	$\Delta\lambda$	λ_e
B	2mm GG 385 + 2mm BG 18 + 2mm BG 12	860	4305
V	2 mm GG 495 + 2 mm BG 18	865	5400
R	2 mm KG 3 + 2 mm OG 570	1590	6360

На рисунке 1 представлены рассчитанные кривые реакции реализованной фотометрической системы.

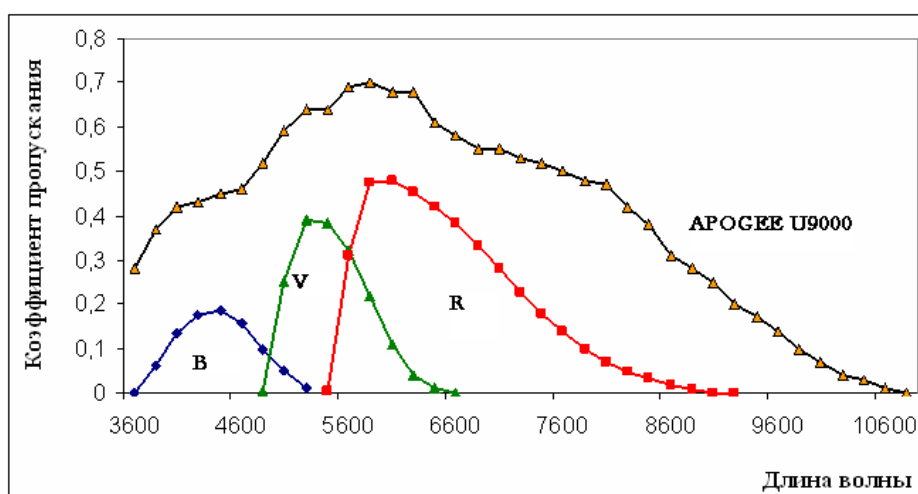


Рисунок 1 – Кривые реакции реализованной фотометрической системы

Следует отметить, что при расчете эффективной длины волны использовались паспортные значения спектральной чувствительности ПЗС APOGEE U9000 и средние значения прозрачности атмосферы. Хотя это упрощение не вносит серьезных искажений в определение λ_e и $\Delta\lambda$, мы рассматриваем полученные кривые реакции как первое приближение, характеризующее инструментальную фотометрическую систему.

Проведенные исследования показали, что наша фотометрическая система близка к системе WBVR [12], что позволяет использовать стандартную методику для определения коэффициентов связи двух фотометрических систем.

Известно, что связь двух фотометрических систем представляет собой нелинейную и неоднозначную функцию звездной величины и показателя цвета звезды:

$$m_k^0 = m_i^0 + A_m + B_m C_i + D_m C_i^2,$$

$$C_k^0 = A_c + B_c C_i + D_c C_i^2.$$

где m_k^0 и C_k^0 , m_i^0 и C_i - внеатмосферные блеск и цвет звезды соответственно в стандартной и инструментальной фотометрических системах; $A_m, A_c, B_m, B_c, D_m, D_c$ - коэффициенты, характеризующие разность нуль-пунктов и цветовые особенности сравниваемых систем.

На практике фотометрическая система устанавливается по наблюдениям ряда первичных стандартов. Все применяемые методы, см., например, [12], включают наблюдения двух групп звезд. Первая – т.н. экстинкционные звезды – для определения величины атмосферного поглощения в достаточно большом диапазоне воздушных масс, Вторая – звезды разных спектральных классов на малых z , они используются для преобразования масштаба инструментальных величин в стандартную систему. Вообще говоря, деление на две группы довольно условно, так как измеренный блеск любой звезды включает информацию об атмосфере и о фотометрической системе, в которой он получен.

Методика вычисления коэффициентов редуцированных формул зависит от фотометрической задачи. В нашем случае, когда объекты могут изменять свой блеск и цвет в течение коротких промежутков времени, выгоднее проводить последовательные BVR - наблюдения стандартных звезд вдоль трассы движения ГСС, т.е. на $z \approx 50^\circ$ [13]. При этом для контроля прозрачности атмосферы следует также измерить несколько стандартов на малых зенитных расстояниях. Наша многолетняя практика показывает, что лучше использовать средние значения цветовых коэффициентов редукции, определенных для данного сезона, а не пытаться находить их для каждой конкретной ночи.

В мае-июне 2013 г. проведен цикл наблюдений стандартных звезд $10^m - 17^m$ на 1-м телескопе с ПЗС-матрицей АРОГЕЕ U9000 и вышеуказанным набором светофильтров для определения коэффициентов редукции реализованной фотометрической системы к стандартной. Получены следующие значения: $B_B = 0.1323$; $A_B = 0.097$; $B_V = -0.0283$; $A_V = -0.030$; $B_R = 0.2378$; $A_R = -0.323$. Величины A_m, D_m оказались близкими к нулю, что характерно для линейной связи фотометрических систем.

На рисунке 2 показана связь реализованной инструментальной (m_i) и стандартной (m_k) фотометрических систем.

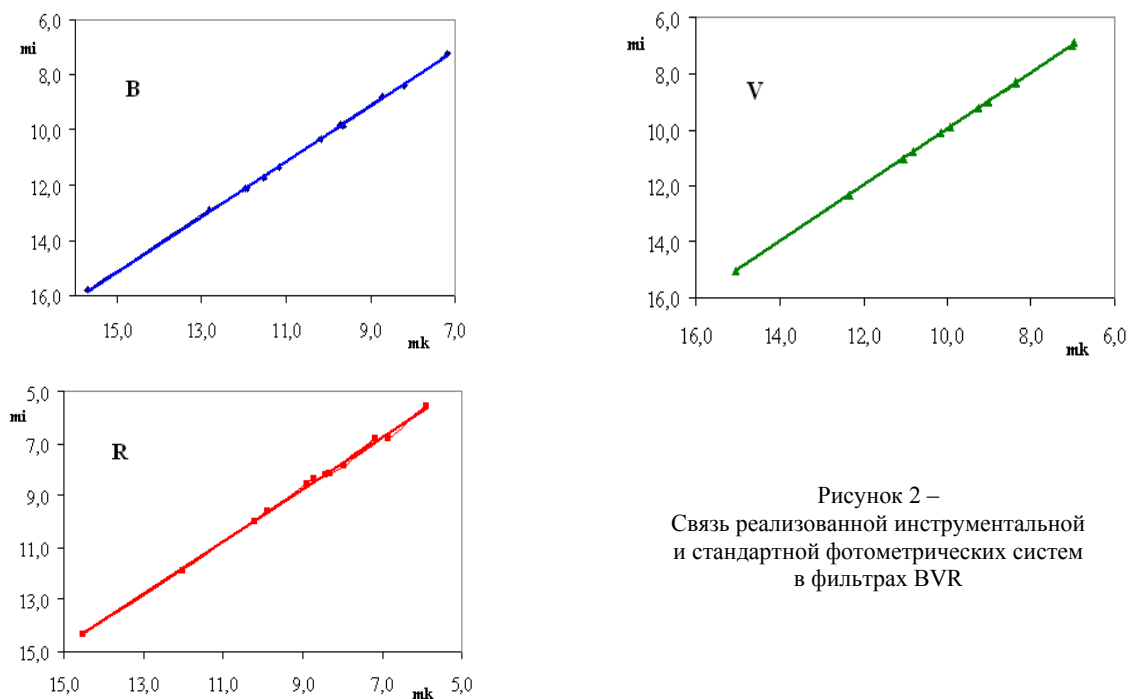


Рисунок 2 –
Связь реализованной инструментальной
и стандартной фотометрических систем
в фильтрах BVR

Таким образом, в результате проведенной работы были определены кривые реакции используемой фотометрической системы; задан нуль-пункт звездных величин во всех полосах; исследованы инструментальные кривые реакции; определены первичные фотометрические стандарты (звезды с известной звездной величиной в каждой полосе).

Работа выполнена в рамках бюджетной программы 002 «Прикладные научные исследования в области космической деятельности», шифр О.0577.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Диденко А.В. Исследование фотометрических характеристик геостационарных ИСЗ методами электрофотометрии // Автореферат диссертации. Одесса. - 1992. - 15 с.
- [2] Диденко А.В., Демченко Б.И., Усольцева Л.А., Бочаров И.Ю., Афонин А.Н. // Зональный каталог геостационарных спутников. Выпуск 1. Алматы. Гылым. - 1996. - 92 с.
- [3] Диденко А.В., Синяева Н.В., Усольцева Л.А. Сводный каталог UBVR величин стандартных звезд для наблюдений КО // Наблюдения ИНТ. - М. - 1990. - Т. 85. - С. 24-30.
- [4] Landolt A. U. UBVR photometric standard stars around the celestial equator // Astron. J. - 1983. - V. 88. - N 3. - P. 439 - 460.
- [5] Landolt A. U. UBVR photometry of stars useful for checking equipment orientation stability // Astron. J. - 1983. - V. 88. - N 6. - P. 853-866.
- [6] Landolt A.U. UBVR photometric standard stars in the magnitude range 11.5-16.0 around the celestial equator // Astron. J. - 1992. - V. 104. - N 1. - P. 340-371.
- [7] Johnson H. L., Mitchell R. I., Iriarte B., Wisniewski W. Z. UBVRUKL photometry of the bright stars // Commun. Lunar Planetary Lab. - 1966. - V 4. - N 63. - 99 p.
- [8] Mendosa E. E., Gomes T., Gonsales S. UBVR photometry of 225 Am stars // Astron. J. - 1978. - V. 83. - N 6. - P. 606-614.
- [9] Корнилов В.Г., Волков И.М. и др. Каталог WBVR-величин ярких звезд северного неба. Под ред. Корнилова В.Г. // Труды ГАИШ, Изд-во Московского ун-та, М. - 1991. - Т. 63. - 400 с.
- [10] Landolt A.U. UBVR photometric standard stars around the celestial equator: updates and additions // Astron. J. - 2009. - V. 137. - P. 4186-4269.
- [11] Khaliulin Kh, Mironov A.V., Moshkalev V.G. The New Photometric WBVR System // Astrophys. and Space Sci. - 1985. - vol. 111. - No.2. - P. 291-323.
- [12] Миронов А.В. Основы астрофотометрии. Практические основы высокоточной фотометрии и спектрофотометрии звезд // astrozone.ru/um/3kurs/photometry/bookpm.pdf
- [13] Диденко А.В., Усольцева Л.А. Обработка электрофотометрических наблюдений ИНТ в АФИ АН КазССР // Тр. АФИ АН КазССР. - 1987. - Т.48. - С.112-116
- [14] <http://ulisse.pd.astro.it/Astro/ADPS/Systems/index.html>
- [15] <http://www.scopecity.com/detail.cfm?ProductID=6129>
- [16] Харитонов А.В., Терещенко В.М., Князева Л.Н. Сводный спектрофотометрический каталог звезд // Алма-Ата. - 1978. - 180 с.

REFERENCES

- [1] Didenko A.V. Investigation of the photometric characteristics of geostationary satellites by methods of electro-photometry // Abstract of the thesis. Odessa. - 1992. - P. 15.
- [2] Didenko A.V., Demchenko B.I. Usoltseva L.A., Bocharov I.Y., Afonin A.N. Zone catalogue of geostationary satellites. Issue 1. Almaty. Gylm. - 1996. - 92 p.
- [3] Didenko A.V., Sinyayeva N.V., Usoltseva L.A. Consolidated catalog of UBVR magnitudes of standard stars for cosmic objects observations // Observations of INT. - M. - 1990. - V. 85. - P. 24-30.
- [4] Landolt A. U. UBVR photometric standard stars around the celestial equator // Astron. J. - 1983. - V. 88. - N 3. - P. 439 - 460.
- [5] Landolt A. U. UBVR photometry of stars useful for checking equipment orientation stability // Astron. J. - 1983. - V. 88. - N 6. - P. 853-866.
- [6] Landolt A.U. UBVR photometric standard stars in the magnitude range 11.5-16.0 around the celestial equator // Astron. J. - 1992. - V. 104. - N 1. - P. 340-371.
- [7] Johnson H.L., Mitchell R.I., Iriarte B., Wisniewski W.Z. UBVRUKL photometry of the bright stars // Commun. Lunar Planetary Lab. - 1966. - V 4. - N 63. - 99 p.
- [8] Mendosa E. E., Gomes T., Gonsales S. UBVR photometry of 225 Am stars // Astron. J. - 1978. - V. 83. - N 6. - P. 606-614.
- [9] Корнилов В.Г., Волков И.М. и др. Каталог WBVR-величин ярких звезд северного неба. Под ред. Корнилова В.Г. // Труды ГАИШ, Изд-во Московского ун-та, М. - 1991. - Т. 63. - 400 с. Kornilov V.G., Volkov I.M. etc. Catalog of WBVR-values of brightest stars in the northern sky. Ed. Kornilov V.G. // Proceedings of the SAI, Publishing House of the Moscow University, Moscow - 1991. - V. 63. - 400 P.
- [10] Landolt A.U. UBVR photometric standard stars around the celestial equator: updates and additions // Astron. J. - 2009. - V. 137. - P. 4186-4269.

- [11] Khaliulin Kh, Mironov A.V., Moshkalev V.G. The New Photometric WBVR System //Astrophys. and Space Sci. - 1985. - vol. 111. - No.2. - P. 291-323.
- [12] Mironov A.V. Fundamentals of astrophotometry. Practical bases of high-precision photometry and spectrophotometry of stars // astrozone.ru/um/3kurs/photometry/bookpm.pdf
- [13] Didenko A.V., Usoltseva L.A., Processing of electrophotometrical observations of INT in the API of the Kazakh SSR // Proc. API of the Kazakh SSR. - 1987. - T.48. - P.112-116
- [14] <http://ulisse.pd.astro.it/Astro/ADPS/Systems/index.html>
- [15] <http://www.scopecity.com/detail.cfm?ProductID=6129>
- [16] Kharitonov A.V., Tereshchenko V.M., Knyazeva L.N. Consolidated spectrophotometric catalog of stars // Alma-Ata. - 1978. - 180 p.

**ПЗС-МАТРИЦАСЫ БАР 1-М ТЕЛЕСКОПТА ҒАРЫШ ҚАЛДЫҒЫНЫҢ
КІШІ КӨЛЕМДІ ФРАГМЕНТТЕРІНІҢ ЖӘНЕ ФОТОМЕТРЛІК ЖҮЙЕНІҢ
БАҚЫЛАУЛАРЫ ҮШІН ФОТОМЕТРЛІК СТАНДАРТТАРДЫҢ ТІЗІМІ**

А. В. Диденко, Л. А. Усольцева

«В. Г. Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан

Тірек сөздер: фотометрлік жүйе, фотометрлік стандарттар, құралды жүйенің қисық реакциялары.

Аннотация. ЖСС соның ішінде және ғарыш қалдығының кіші көлемді фрагменттерінің атмосферадан тыс жұлдыздық шамаларын анықтау үшін фотометрлік стандарт ретінде пайдаланылған жұлдыздардың компиляциялық тізімінің сипаттамасы берілді. Негіз ретінде ГАИШ жасалған WBVR каталогы және Ландольт жұмыстарынан жұлдыздар тізімімен толықтырылған каталогы алынды. BVR жүйесінің әрбір жолағы үшін стандартты жүйеге қатысты орташа квадратты қатесі табылды. Келесі құрамда құралды фотометрлік жүйе зерттелді: Цейсс 1-м телескобы + ПЗС-матрица APOGEE U9000 + светофильтрлер жиынтығы, ол WBVR стандартты жүйесіне жақынырақ. Бұл екі фотометрлік жүйенің байланысының коэффициенттерін анықтау үшін стандартты әдістемені пайдалануға мүмкіндік береді. Фотометрлік жүйеде пайдаланылған стандартты қисық реакцияларға фотометрлік жүйенің редукциясының коэффициенті анықталды; барлық жолақтардағы жұлдыз шамаларының ноль-пункті берілді; құралды қисық реакциялар зерттелді; алғашқы фотометрлік стандарттар анықталды (жұлдыздар әрбір жолақта белгілі жұлдыздық шамада).

Поступила 15.15.2015 г.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 5, Number 303 (2015), 115 – 119

THE TWO-CHANNEL SEVEN-COLOR CCD PHOTOMETER

M. A. Krugov, N. V. Lichkanovsky, V. M. Tereschenko

Fessenkov Astrophysical Institute, Almaty, Kazakhstan.
E-mails: mkrugov@astroclub.kz, ajtor@mail.ru, volter2307@mail.ru**Key words:** photometers, two-channel photometer, dichroic filter, infrared channel, CCD cameras.

Abstract. We present the description of two-channels seven-color CCD photometer designed and manufactured at Fessenkov Astrophysical Institute. The basis for necessity to manufacture this photometry is provided. We stressed that it is possible to observe almost all kind of celestial bodies using this photometer: from galaxies to satellites. We also describe optical-mechanical layout of the photometer as well as transparency curve of the filters used with this photometer. Special attention is paid to constructive characteristic and special features of the photometer. Observation with this photometer is fully automated. Operation control of the photometer (change of filters, timing and type of exposition, binning) is autonomous and is realized using software package “Maxim DL” and controllers of CCD ST-2. Both channels of the photometer operate independently. The CCD for each channel is used as radiation detector. Only one channel, namely in visible light, is currently operational which allows to observe in B, V and R bands. To observe in U, I, J and H bands we need to equip the photometer with special CCD designed for UV and IR bands. We also briefly discuss properties of CCDs in terms of absolute photometry. In particular, we noted relatively low reproducibility of counts in consequent observations using currently installed CCD.

УДК 520.2

ДВУХКАНАЛЬНЫЙ СЕМИЦВЕТНЫЙ ПЗС-ФОТОМЕТР

М. А. Кругов, Н. В. Личкановский, В. М. Терещенко

ДТОО «Астрофизический институт им. В. Г. Фесенкова», Алматы, Казахстан

Ключевые слова: фотометры, двухканальный фотометр, дихроичный фильтр, инфракрасный канал, ПЗС-камеры.

Аннотация. В статье приведено описание двухканального семицветного ПЗС-фотометра, изготовленного в Астрофизическом институте им. В. Г. Фесенкова. Обоснована целесообразность изготовления данного фотометра. С его помощью можно наблюдать практически все небесные тела: от галактик до ИСЗ. В работе приводятся оптико-механическая схема фотометра и кривые пропускания используемых в нем фильтров. Основное внимание уделено конструктивным характеристикам и особенностям фотометра. Процесс наблюдений с ним полностью автоматизирован. Управление фотометром (перевод фильтров, время и выбор экспозиций, биннинг) осуществляется автоматически с помощью программы «Maxim DL» и контроллера ST-2. Каналы двухканального фотометра работают независимо. В качестве приемников излучения в обоих каналах предусмотрены ПЗС-камеры. В настоящее время работает только видимый канал с камерой Arophee Asphen M-16. С ее помощью реализуются полосы B, V и R. Для реализации полос U, I, J и H необходимы ультрафиолетовая и инфракрасная матрицы. В работе кратко обсуждаются свойства ПЗС-камер с точки зрения абсолютной фотометрии. В частности, отмечена относительно низкая воспроизводимость отсчетов используемой ПЗС-камеры на звезду при повторных наблюдениях.

Ввиду слабости потоков излучения от абсолютного большинства небесных тел фотометрический метод их исследования является наиболее массовым, и часто – единственно возможным. Особенно данный метод эффективен при наблюдениях разного рода переменных объектов. Информативность и точность фотометрических наблюдений зависят, прежде всего, от параметров используемого фотометра. Информативность получаемых данных возрастает с уменьшением ширины полос пропускания, но при этом уменьшается проникающая сила инструмента. Увеличение же экспозиции не всегда приводит к желаемому результату. Достоверность фотометрических данных увеличивается при более точном знании кривых полос пропускания инструментальной системы. В целом же она зависит также от выбора стандартов, методов наблюдений и учета экстинкции в земной атмосфере и, наконец, от точности регистрации [1].

В шестидесятые-восьмидесятые годы в АФИФ успешно работали два фотометра: одноканальный фотополяриметр на базе стандартного электрофотометра АФМ-6 [2] и двухканальный ИК-фотометр ГАО АН СССР ФПЗ-У [3]. Оба фотометра к концу века вышли из строя и их восстановление, из-за устаревшей элементной базы, не имело смысла. Несмотря на очевидную важность фотометров для исследований, до недавних пор в АФИФ они отсутствовали. После реанимации и модернизации двух-метровых телескопов ТШАО [4] потребность в фотометре стала еще более актуальной. По этой причине было решено изготовить новый современный фотометр. Предварительно был сделан обзор и анализ наиболее известных фотометров и их оптико-механических схем на базе работ [3, 5, 6]. Были также учтены тематика исследований в институте и финансовые возможности. В итоге была выбрана схема двухканального семицветного фотометра, охватывающего спектральную область от 0,3 до 1,8 мк. Его разработка была выполнена в 2012 г., в 2013 г. был изготовлен макет, а сам фотометр – в начале 2014 г. На рисунке 1 приведена окончательная оптико-механическая схема фотометра. Там же представлены кривые пропускания используемых фильтров: для видимого канала – в нормированном, а для инфракрасного – в обычном виде.

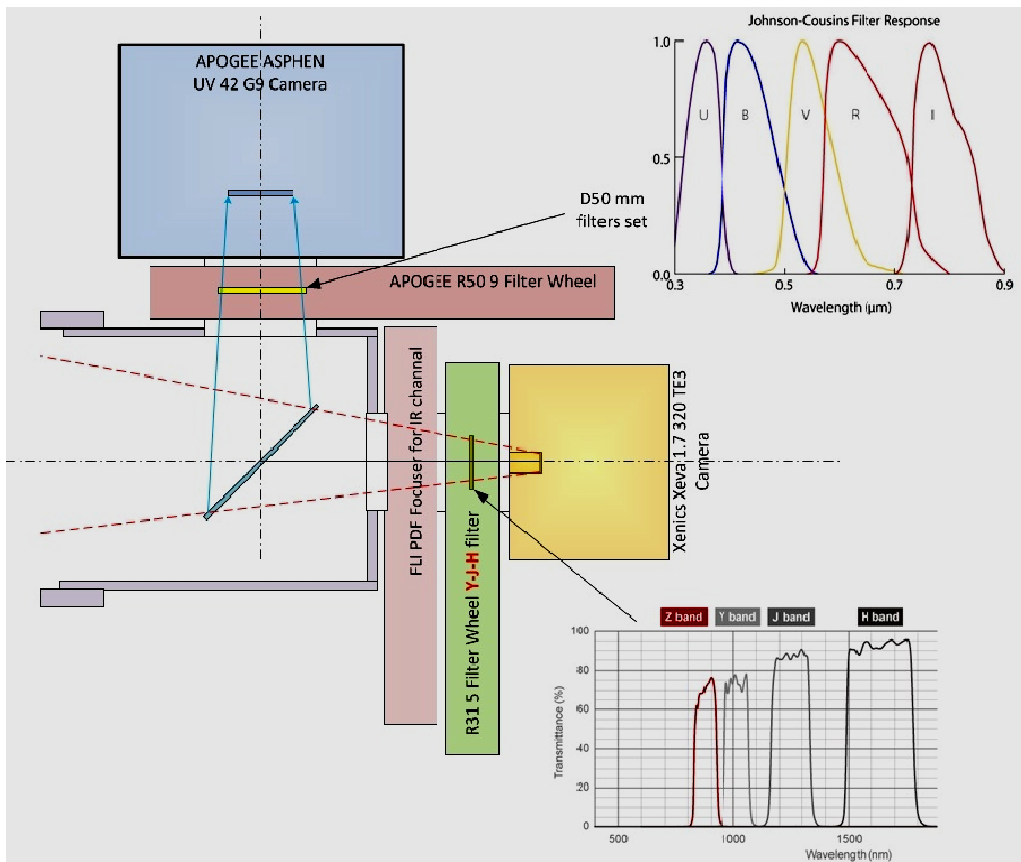


Рисунок 1 – Схема оптико-механического блока семицветного фотометра и кривые пропускания используемых фильтров



Рисунок 2 – Механический блок двухканального фотометра

По результатам тестирования макета фотометра удалось выявить и затем устранить в нем ряд недостатков. Так, например, пришлось увеличить жесткость механического блока (за счет увеличения толщины каркаса), жестче закрепить дихроичное зеркало, а в ИК-канале добавить устройство, обеспечивающее подвижку ПЗС-камеры вдоль луча зрения с целью ее фокусировки. Общий вид оптико-механического блока фотометра приведен на рисунке 2. Подчеркнем, что предложенная схема фотометра имеет минимальное число движущихся деталей и механизмов, что увеличивает его надежность. В нем отсутствуют диафрагмы, подсмотровые окуляры, зеркала к ним и подсветки – детали и узлы, которые необходимы в классических фотоэлектрических фотометрах. К метровым телескопам фотометр крепится с помощью специально изготовленного переходника.

Приведем основные требования и характеристики изготовленного фотометра.

- Фотометр можно устанавливать на телескопах, имеющих светосилу $1 : 6$ и ниже.
- Изготовленный фотометр состоит из двух каналов. Один из каналов, условно называемый – видимый, формирует полосы UVVR, а второй – полосы IJK (инфракрасный). Заметим, что в зависимости от типа ПЗС-камеры фильтр I можно использовать и в видимом канале.
- В видимом канале фотометра имеется 9 окон-гнезд для 50мм фильтров.
- Основная инструментальная система фотометра близка к стандартной системе UVRIJK Джонсона, но конструктивно предусмотрена также и слоановская система.
- Конструкция фотометра - блочная. Оба канала работают независимо, как совместно, так и по отдельности. Блочная конструкция позволила ввести фотометр в эксплуатацию поэтапно.
- Разделение излучения от наблюдаемых объектов на два пучка осуществляется дихроичным фильтром в длине волны около 0.96мкм . ИК-канал работает на «просвет», а в видимый канал лучи отражаются фильтром. В случае работы только в видимом канале вместо фильтра можно использовать зеркало, а при работе только в ИК-области фильтр можно убрать.
- ПЗС-камеры, работающие в видимом и инфракрасном каналах, охлаждаются термоэлементами, работа которых основана на эффекте Пельтье. Термоэлементы обеспечивают охлаждение матрицы относительно окружающей среды до 40°C . Температура матрицы задается заранее и поддерживается на протяжении всей ночи.

- Управление фотометром (перевод фильтров, время и выбор экспозиций, биннинг) осуществляется автоматически с помощью программы «Maxim DL» и контроллера ST-2.
- Корпус фотометра выточен в форме трубы с толщиной стенок 4 мм и обладает достаточной жесткостью.
- Корпус фотометра светонепроницаем для паразитных засветок и внутри зачернен.
- Перевод колес с фильтрами (турелей) в обоих каналах осуществляется с помощью шаговых двигателей.
- Конструктивно предусмотрена возможность превращения фотометра в фотометр-поляриметр.
- Фотометр работает в интервале температур $\pm 25^{\circ}\text{C}$ и влажности менее 80%.
- Данные о наблюдаемых объектах (названия, координаты), режимах наблюдений (используемых полосах, экспозициях, биннингах) и величинах сигналов хранятся в ПК.

Тестирование фотометра проведено с помощью заимствованных в Клубе любителей астрономии двух ПЗС-камер: Apogee Asphen UV-42G9, которая чувствительна в ультрафиолетовой области и Xenics Xeva 1.7 320 TE3, чувствительной в ИК-области. Как показали предварительные наблюдения, с помощью изготовленного фотометра можно наблюдать достаточно широкий класс объектов – от ИСЗ до галактик. Планируемая программа наблюдений с ним на ТШАО подробно описана в работе [7]. В настоящее время фотометр работает только в видимой области спектра В качестве приемника излучения используется камера Apogee Asphen M-16 [4096*4096, 9 мк]. С ее помощью реализуются полосы В, V и R, полоса U – отсутствует, так как данная камера не чувствует ультрафиолет. В фотометре вместо дихроичного фильтра используется отражательное зеркало. К сожалению, возникли проблемы при наблюдениях с инфракрасной матрицей. В полосах J и особенно H инфракрасная матрица чувствует излучение зеркал телескопа. Пока только предпринимаются попытки устранения влияния излучения зеркал в этой области.

В заключение кратко остановимся на некоторых свойствах и особенностях ПЗС-камер. Как известно, они обладают многими положительными свойствами: панорамностью, документальностью, линейностью в большом диапазоне интенсивности излучения, высокой квантовой чувствительностью и малыми шумами. Очень важно, что сигналы с ПЗС-камер поддаются машинной обработке. Особенно они удобны и эффективны для астрометрических наблюдений и при наблюдениях переменных звезд. Однако, как показал наш опыт работы с ними, они имеют и существенные недостатки. Прежде всего, это – плохая воспроизводимость (нестабильность) отсчетов от кадра к кадру. С помощью камер получаются очень хорошие снимки звездных полей и протяженных объектов (планет, туманностей, галактик), но численные значения отсчетов от кадра к кадру воспроизводятся с точностью 5-15%, что для многих задач астрофизики недостаточно. Это обстоятельство следует учитывать при постановке задач. Серийные ПЗС-матрицы хорошо работают в случае относительных измерений, когда исследуемый объект и стандарт находятся в одном кадре. В этом случае можно достигнуть точности 0.003^m . Однако в случае абсолютной фотометрии точность наблюдений падает минимум на порядок. Как один из путей повышения точности можно предложить предварительный отбор ПЗС-камер. Заметим, что этот путь намного сложнее и дороже по сравнению с отбором фотоумножителей. Вторым недостатком ПЗС-камер – большинство из них имеют относительно малые размеры, что затрудняет поиск в кадре надежных стандартов. Стоимость же крупных профессиональных камер составляет десятки и сотни тысяч долларов. Кроме того, следует иметь в виду, что инфракрасные камеры из-за их двойного назначения, имеют ограничения на продажу в страны СНГ.

Работа выполнена по РБП 076 «Прикладные научные исследования в области космической деятельности, транспорта и коммуникаций» по проекту «Создание информационной сети спектрофотометрических стандартов промежуточного блеска и исследование звезд, обладающих планетами» на 2015-2017 гг.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Миронов А.В. Основы Фотометрии. - М. – Физматлит. - 2008. - 260с.;
- [2] Курчаков А.В., Рспаев Ф. К. Электрополяриметр к однометровому телескопу Астрофизического института АН КазССР // Сборник «Фотометрические и поляриметрические исследования небесных тел». - Отв. ред. А.В. Мороженко. – Киев. - Наукова думка. - 1985. - 200 с.;

[3] Бергнер Ю.К., Бондаренко С.Л., Мирошниченко А.С., Моралев Ю.Д., Шумахер А.В., Юдин Р.В., Ютанов Н.Ю. Многоцветный астрофотометр-поляриметр для синхронных наблюдений нестационарных объектов в видимом и ИК диапазонах спектра // Известия ГАО АН СССР. - 1988. - Т. 205. - С. 142 – 151;

[4] Кругов М.А., Личкановский Н.В., Терещенко В. М. Модернизация системы управления телескопом «Цейс-1000». I. Основные принципы модернизации и исследование механики телескопа. // Известия НАН РК, серия физико-математическая. - 5 (291). – 2013. - С. 108-112;

[5] Корнилов В.Г., Крылов А.В. Четырехканальный звездный фотоэлектрический фотометр для наблюдения ярких звезд. // Астрон. журн. - 1990. - Т. 67. - С.173;

[6] Meistas E. Improvements of the PANCAKE Traveling Photometer // Baltic Astronomy. – 1993. - V. 2. - P. 498;

[7] Терещенко В.М., Кусакин А.В., Хруслов А.В. Фотометрические исследования на ТШАО: история и перспективы. // Космические исследования и технологии.- 2013. - № 3. - С. 30-37.

REFERENCES

[1] Mironov A. V. Osnovy fotometrii. - M. - Fizmatlit. - 2008. – 260 s.

[2] Kurchakov A.V., Rspayev F.K. In book “Fotometricheskie i polyarimetricheskie issledovaniya nebesnykh tel”. - Kiev. – Naukova dumka. - 1985. - 200 p.

[3] Bergner Yu. K., Bondarenko S. I., Miroshnichenko A.S. et al. // Izvestiya GAO AN SSSR. - 1988. - Т. 205. - S. 142.

[4] Krugov M.A., Lichkanovsky N. V., Tereschenko V.M. // Izvestiya NAN RK, seriya fiz-mat, 5 (291). - 2013. - S. 108.

[5] Kornilov V.G., Krylov A.V. // Astron. Zhurnal. - 1990. - Т. 67. - S.173.

[6] Meistas E. // Baltic Astronomy. – 1993. - V. 2. - P. 498.

[7] Tereschenko V.M., Kusakin A.V., Khruslov A.V. // Kosmicheskie issledovaniya i tekhnologii. - 2013. - № 3. - S. 30.

ЕКІКАНАЛДЫ ЖЕТІТҮСТІ ПЗС-ФОТОМЕТР

М. А. Кругов, Н. В. Личкановский, В. М. Терещенко

«В. Г. Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан

Тірек сөздер: фотометрлер, екіканалды фотометр, дихрои фильтр, инфрақызыл канал, ПЗС-камералар.

Аннотация. Мақалада В.Г. Фесенков атындағы Астрофизика институтында дайындалған екіканалды жетітүсті ПЗС-фотометр сипаттамасы берілді. Осы фотометрді дайындау мақсаттылығы дәлелденді. Оның көмегімен барлық аспан денелерін бақылауға болады: ғаламдардан бастап ЖЖС дейін. Жұмыста фотометрдің оптика-механикалық сызбасы және онда сүзгілерде пайдаланылатын қисық жіберулер келтіріледі. Басты назар фотометрдің құрылымдық сипаттамалары және ерекшеліктеріне аударылған. Онымен бақылау процесі толығымен автоматтандырылған. Фотометрмен басқару (сүзгілер ауыстыру, экспозициялар уақыты және таңдауы, биннинг) автоматты түрде «Maxim DL» бағдарламалары және бақылаушы ST-2 арқылы жүргізіледі. Екіканалды фотометрдің каналдары тәуелсіз жұмыс істейді. Екі каналда да сәулеленуді қабылдағыш ретінде ПЗС-камералар қарастырылған. Қазіргі таңда тек Arophee Asphen M-16 камералармен көрінетін канал ғана жұмыс істейді. Оның көмегімен В, V және R жолақтары жүзеге асады. U, I, J және H жолақтары жүзеге асуы үшін ультракүлгін және инфрақызыл матрицалар қажет. Жұмыста абсолютті фотометр көзқарасы бойынша ПЗС-камералар ерекшеліктері қысқаша талқыланады. Соның ішінде қайталама бақылауларда жұлдыздарға пайдаланылған ПЗС-камералар санауларының салыстырмалы төмен қайталанымдылығы белгіленді.

Поступила 15.15.2015 г.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 5, Number 303 (2015), 120 – 123

**THE PHOTOMETRICAL CALIBRATION
OF VISUAL CHANNEL OF SEVEN-COLOR PHOTOMETER**

A. Didenko, A. Komarov, V. Tereschenko

Fessenkov astrophysical institute, Almaty, Kazakhstan.

E-mail: didenko@gmail.com, akomarov@mail.ru, volter2307@mail.ru

Key words: two-channel photometer, instrumental system, standard areas, UBVR-system, equations of transformations.

Abstract. We describe methods and results of calibration of channel in visible band of the new seven-color photometer. The visible bands channels are realized by UBVR standard filters and CCD camera Apogee Aspen M-16. The calibration was performed on “east” Zeiss-1000 telescope equipped with optical reducer installed on TSHAO. The U band of the photometer will be available after installation of specially designed CCD and using UV transparent optics on the telescope. Currently the two-channel photometer provide the possibility to observe in B,V and R bands only. These channels were calibrated using standard fields in Orion. These fields contain standard stars with known magnitude in different color bands which were obtained by means of the most precise photoelectrical method. The relation between standard and instrumental magnitudes was determined using graphical comparison. Equations of translation of the instrumental magnitudes into standard ones were obtained.

УДК 520.2

**ФОТОМЕТРИЧЕСКАЯ КАЛИБРОВКА
ВИЗУАЛЬНОГО КАНАЛА СЕМИЦВЕТНОГО ФОТОМЕТРА**

А. В. Диденко, А. А. Комаров, В. М. Терещенко

ДТОО «Астрофизический институт им. В. Г. Фесенкова», Алматы, Казахстан

Ключевые слова: двухканальный фотометр, инструментальная система, стандартные площадки, система UBVR, уравнения перехода.

Аннотация. В статье описаны методика и результаты калибровки видимого канала нового семицветного фотометра. Полосы видимого канала двухканального фотометра формируются стандартными фильтрами системы UBVR и ПЗС-камерой Apogee Aspen M-16. Калибровка выполнена на «восточном» телескопе «Цейсс-1000», на котором установлен оптический редюсер. Редюсер изготовлен из стекла, которое не пропускает ультрафиолетовое излучение короче 370 нм, а ПЗС-камера M-16 вообще не чувствует излучение короче 400 нм. По этим причинам полоса U в фотометре «заработает» только после оснащения его соответствующей камерой и установки его на телескопах, пропускающим ультрафиолет. В настоящее время двухканальный фотометр формирует в видимом канале полосы B,V и R. Мы их калибровали по наблюдениям стандартных площадок в Орионе. На этих площадках имеются звезды с точно измеренными звездными величинами в разных полосах. Они получены наиболее точным фотоэлектрическим способом. Связь между стандартными величинами и инструментальными получена путем графического сравнения. Получены уравнения перевода данных из инструментальной системы в стандартную.

В 2014 г. в АФИФ был изготовлен двухканальный ПЗС-фотометр [1]. С помощью макета и самого фотометра на телескопах «Цейсс-1000» Тянь-Шаньской астрономической обсерватории получены снимки галактики M82 со вспыхнувшей в ней Сверхновой, кометы 260P/Mc Naught,

различных туманностей. Также были сделаны пробные наблюдения избранных переменных звезд и звезд, обладающих планетами, так называемых транзитов. Наблюдения подтвердили работоспособность как систем управления телескопами, так и видимого канала самого фотометра. В видимом канале фотометра вначале использовалась ПЗС-камера типа U9000, а затем – M-16. Фотометр установлен на «восточном» телескопе «Цейсс-1000», именно на нем предполагается в дальнейшем проводить фотометрические наблюдения. В данном телескопе установлен оптический редуктор, увеличивающий его светосилу и, соответственно, поле в 2 раза. Результаты выполненных наблюдений не требовали редукций в стандартную систему и были представлены в инструментальной системе.

В большинстве же случаев данные фотометрических наблюдений небесных тел, в том числе и ИСЗ, следует представлять в одной из общепринятых стандартных систем. По этой причине необходимо знать уравнения перехода от инструментальных величин к величинам в стандартной системе. Их можно получить либо с помощью специальных исследований в лаборатории, либо с помощью наблюдений избранных звезд с хорошо известными фотометрическими величинами в стандартной системе. Процесс наблюдений и получения уравнений перехода от инструментальной системы к стандартной называют калибровкой фотометрической системы. В данной работе мы представляем результаты калибровки видимого канала фотометра с камерой Apogee Asphen M-16, установленного на телескопе с оптическим редуктором. Так как редуктор из стекла, то ультрафиолетовая полоса в фотометре не реализуется.

Для калибровки наблюдались две площадки в созвездии Ориона, рекомендованные в работе [2]. Координаты центра площадок соответственно равны: [$\alpha = 5^{\text{h}}27^{\text{m}}$; $\delta = -4^{\circ},4$] и [$\alpha = 5^{\text{h}}33^{\text{m}}$, $\delta = -6^{\circ},0$], (эпоха 1900 г), размер площадок – $20' \times 20'$. Для избранных звезд этих площадок ранее были получены UBVR-величины фотоэлектрическим способом [3]. Именно они использовались для настоящей калибровки. Для каждой площадки было получено по 11 кадров в трех фильтрах с разными экспозициями: В (19 звезд, экспозиции - 30с и 360с), V (31 звезда, 10с и 180с) и R (31 звезда, 10 и 120с).

Снимки площадок приведены на рисунках 1 и 2, а полученные графики для В, V, R-величин – на рисунках 3, 4 и 5. Обращались звезды в диапазоне от 11^{m} до 16^{m} . При обработке был учтен фон для каждой из измерявшихся звезд. Уравнения перехода от инструментальных величин к стандартным получены методом наименьших квадратов. Общий вид уравнений перехода:

$$m_{\text{st}} = a + b m_{\text{obs}} + c(B - V), \quad (1)$$

где a - разность нуль-пунктов шкал двух систем, b – уравнение звездной величины (различие шага шкал каталогов) и c - цветовое уравнение. Несмотря на то, что диапазон измеренных звездных величин не выходят за пределы нелинейности аппаратуры, среднеквадратичная ошибка для всех



Рисунок 1 – Стандартная площадка в созвездии Ориона № 1



Рисунок 2 – Стандартная площадка в созвездии Ориона № 2

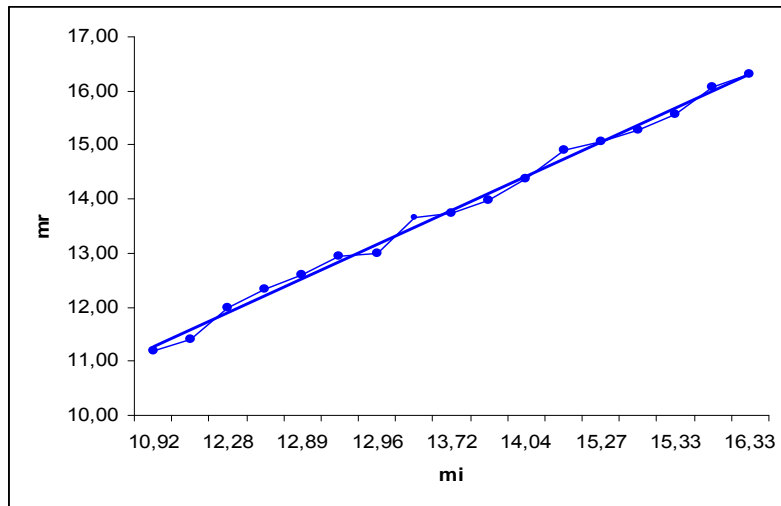


Рисунок 3 – Связь между инструментальными и стандартными величинами в полосе В

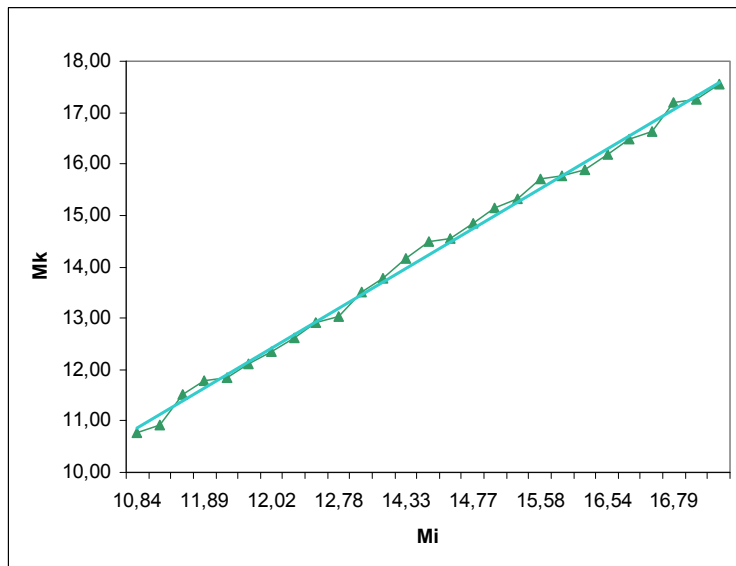


Рисунок 4 – Связь между инструментальными и стандартными величинами в полосе V

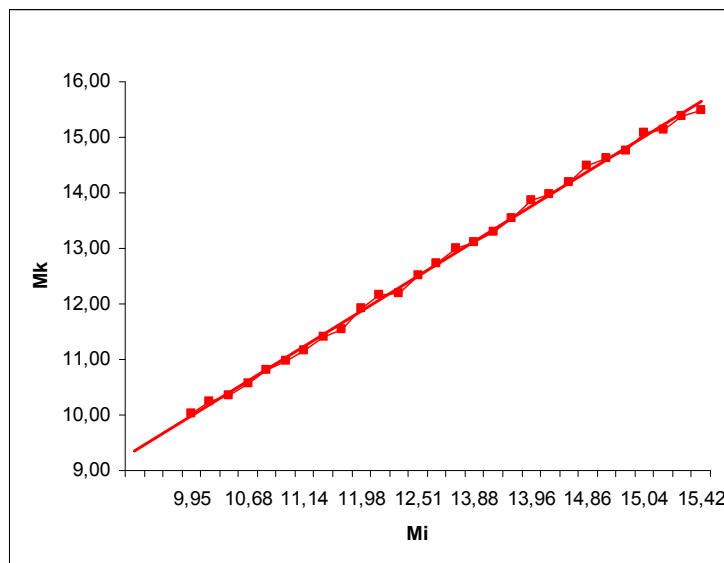


Рисунок 5 – Связь между инструментальными и стандартными величинами в полосе R

полос в среднем составляет около 0.05^m . Так как стандартные величины определены фотоэлектрическим методом, то наблюдаемые различия в основном обусловлены погрешностью наших измерений.

Результаты калибровки представлены в графическом виде на рисунках 3-5. В итоге были получены следующие уравнения перехода от инструментальных величин к стандартным соответственно в полосах В, V, R.

$$B: y = 0.2347x + 11.283 \quad (2)$$

$$V: y = 0.2270x + 10.751 \quad (3)$$

$$R: y = 0.2086x + 9.2424 \quad (4)$$

Точность редукций для всех полос практически одинакова и составляет от 3 до 5%.

Работа выполнена по Республиканской Программе «Астрофизические исследования звездных и планетных систем», шифр 0073 / ПЦФ-14.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Кругов М.А., Личкановский Н.В., Терещенко В.М. Двухканальный семицветный фотометр. – Известия НАН РК, настоящий том.
 [2] Andrews A.D. Multicolor photography photometry of Orion flare stars. – Bolletide los observations de Tonantzitla y Tacubano. – 1994. – V. 3. – P. 45 – 54.
 [3] Диденко А.В., Синяева Н.Н., Усольцева Л.А. – Сводный каталог UBVR-величин стандартных звезд для наблюдений КО. – Наблюдения ИНТ. – М. – 1990. - Т. 85. – С. 24-30.

REFERENCE

- [1] Krugov M. A., Lichcanovsky N.V., Tereschenko V.M. Izvestia NAN RK. – present volum.
 [2] Andrews A.D. – Bolletide los observations de Tonantzitla y Tacubano. – 1994. – V. 3. - S. 45.
 [3] Didenko A.V., Syniaeva N.N., Usoltzteva L. A. Nablyudeniya INT. - M. – 1990. – T. 85. S.24.

ЖЕТІТҮСТІ ФОТОМЕТРДІҢ КӨЗКӨРІМ КАНАЛЫНЫҢ ФОТОМЕТРЛІК ҮЛГІЛЕУІ

А. В. Диденко, А.А. Комаров, В. М. Терещенко

«В. Г. Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан

Тірек сөздер: екіканалды фотометр, аспапты жүйе, стандартты алаңдар, UBVR жүйесі, өту теңдеуі.

Аннотация. Мақалада жаңа жетітүсті фотометрдің көзкөрім каналының үлгілеу әдістемесі және нәтижелері ситатталды. Екіканалды фотометр көріну каналдарының жолақтары UBVR жүйелерінің стандартты сүзгілерімен және Арогее Asphen M-16 ПЗС-камерамен қалыптасады. Үлгілеу оптикалық редуктор орналастырылған «Цейсс-1000» «шығыс» телескобында орындалды. Редуктор 370нм қысқа ультракүлгін суәлеленуді жібермейтін әйнектен дайындалған, M-16 ПЗС-камералар 400нм қысқа сәулеленуді мүлдем сезбейді. Сонымен бірге U жолағы себебі фотометрде оны сәйкес камералармен жабдықтағаннан және оны ультракүлгін өткізетін телескоптарда орналастырғаннан кейін ғана «жұмыс істейді». Қазіргі таңда екіканалды фотометр В, V және R жолақтарының көріну каналында құрайды. Біз оларды Орионда стандартты алаңдар бақылаулары бойынша үлгіледік. Осы алаңдарда әр түрлі жолақтарда жұлдыз шамаларының толық өлшеулерімен жұлдыздар бар, Олар айтарлықтай нақты фотоэлектрлік әдістермен алынған. Стандартты шамалармен және аспаптықтардың аралығындағы байланыс графикалық салыстыру арқылы алынды. Аспапты жүйеден стандартқа мәліметтердің ауысуының теңдеуі алынды.

Поступила 15.15.2015 г.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 5, Number 303 (2015), 124 – 132

**ON THE UNIQUE SOLVABILITY
OF A MULTI-POINT BOUNDARY VALUE PROBLEM
FOR A THIRD-ORDER DIFFERENTIAL EQUATION**

A. T. Assanova¹, A. E. Imanchiev²

¹Institute of Mathematics and Mathematical Modeling MES RK, Almaty, Kazakhstan,

²Aktobe Regional State University after K.Zhubanov MES RK, Aktobe, Kazakhstan.

E-mail: anarasanova@list.ru, imanchiev_ae@mail.ru

Key words: equation, multi-point, solvability, parameter, algorithm.

Abstract. The multi-point boundary value problem for a third order differential equation with variable coefficients is considered. The questions of a existence unique solution of the considered problem and ways of its construction are investigated. The multipoint boundary value problem for the differential equation of third order with variable coefficients is reduced to a multipoint boundary value problem for a system of three differential equations by introducing new functions. For solve of resulting multipoint boundary value problem is applied a parameterization method. An algorithms of finding the approximate solution to the multipoint boundary value problem for the system of three differential equations are constructed and their convergence is proved. The conditions of the unique solvability of the multipoint boundary value problem for the system of three differential equations are established in the terms of initial data. The results also formulated relative to the original of the multipoint boundary value problem for the differential equation of third order with variable coefficients. The obtained results are applied to a periodic boundary value problem for the third order ordinary differential equation. The efficiency of the proposed approach for solve of the two-point boundary value problems for the third order differential equations that arise in applications. The results can also be used in the study and solve of a nonlinear multi-point boundary value problems for the third order differential equations.

УДК 517.927

**ОБ ОДНОЗНАЧНОЙ РАЗРЕШИМОСТИ
МНОГОТОЧЕЧНОЙ КРАЕВОЙ ЗАДАЧИ ДЛЯ
ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ ТРЕТЬЕГО ПОРЯДКА**

А. Т. Асанова¹, А.Е.Иманчиев²

¹Институт математики и математического моделирования МОН РК, Алматы, Казахстан,

²Актюбинский региональный государственный университет им. К. Жубанова МОН РК, Актобе, Казахстан

Ключевые слова: уравнение, многоточечное, разрешимость, параметр, алгоритм.

Аннотация. Рассматривается многоточечная краевая задача для дифференциального уравнения третьего порядка с переменными коэффициентами. Исследуются вопросы существования единственного решения рассматриваемой задачи и способы его построения. Путем введения новых функций многоточечная

краевая задача для дифференциального уравнения третьего порядка с переменными коэффициентами сведена к многоточечной краевой задаче для системы трех дифференциальных уравнений. Для решения полученной многоточечной краевой задачи применяется метод параметризации. Построены алгоритмы нахождения приближенного решения многоточечной краевой задачи для системы трех дифференциальных уравнений и доказана их сходимость. Установлены условия однозначной разрешимости многоточечной краевой задачи для системы трех дифференциальных уравнений в терминах исходных данных. Результаты также сформулированы относительно исходной многоточечной краевой задачи для дифференциального уравнения третьего порядка с переменными коэффициентами. Полученные результаты применяются к периодической краевой задаче для обыкновенного дифференциального уравнения третьего порядка. Показана эффективность предложенного подхода при решении двухточечных краевых задач для дифференциальных уравнений третьего порядка, возникающих в приложении. Результаты могут также использоваться при исследовании и решении нелинейных многоточечных краевых задач для дифференциальных уравнений третьего порядка.

Рассматривается многоточечная краевая задача для дифференциального уравнения третьего порядка

$$\frac{d^3 z}{dt^3} = A_1(t) \frac{d^2 z}{dt^2} + A_2(t) \frac{dz}{dt} + A_3(t)z + f(t), \quad t \in (0, T), \quad (1)$$

$$\sum_{i=0}^m \left\{ \alpha_{i1} \frac{d^2 z(t_i)}{dt^2} + \beta_{i1} \frac{dz(t_i)}{dt} + \gamma_{i1} z(t_i) \right\} = d_1, \quad (2)$$

$$\sum_{i=0}^m \left\{ \alpha_{i2} \frac{d^2 z(t_i)}{dt^2} + \beta_{i2} \frac{dz(t_i)}{dt} + \gamma_{i2} z(t_i) \right\} = d_2, \quad (3)$$

$$\sum_{i=0}^m \left\{ \alpha_{i3} \frac{d^2 z(t_i)}{dt^2} + \beta_{i3} \frac{dz(t_i)}{dt} + \gamma_{i3} z(t_i) \right\} = d_3, \quad (4)$$

где функции $A_j(t)$, $f(t)$ непрерывны на $[0, T]$, $j = 1, 2, 3$, α_{ik} , β_{ik} , γ_{ik} , d_k - постоянные, $i = \overline{0, m}$, $k = 1, 2, 3$, $0 = t_0 < t_1 < t_2 < \dots < t_{m-1} < t_m = T$.

Функция $z(t) \in C([0, T], R)$, имеющая производные $\frac{dz(t)}{dt} \in C([0, T], R)$,

$\frac{d^2 z(t)}{dt^2} \in C([0, T], R)$, $\frac{d^3 z(t)}{dt^3} \in C([0, T], R)$, называется решением задачи (1)-(4), если она

удовлетворяет дифференциальному уравнению (1) для всех $t \in (0, T)$ и выполнены многоточечные краевые условия (2)-(4).

Математическое моделирование различных процессов физики, химии, биологии, техники, экологии, экономики и др. приводят к многоточечным краевым задачам для дифференциальных уравнений высоких порядков с переменными коэффициентами. Особый интерес представляют многоточечные краевые задачи для дифференциальных уравнений третьего порядка с переменными коэффициентами, которые часто возникают в результате применения сплайнов и методов аппроксимаций в задачах приложения, в частности, в задачах оптимального управления пассажирского потока, в задачах транспортировки грузов, в задачах теории изгибов балок и т.д. Некоторые типы задачи (1)-(4) исследовались в работах [1-20]. Для изучения вопросов существования решения, непрерывной зависимости решения от исходных данных, асимптотических свойств решения, а также численного решения многоточечных краевых задач (1)-(4) использовались методы качественной теории дифференциальных уравнений, метод сравнения, метод неподвижных точек, метод верхних и нижних решений, метод конечных элементов, разностные методы и др. [1-20].

Развитие вычислительных технологий и программ требует разработки новых подходов решения многоточечных краевых задач для обыкновенных дифференциальных уравнений высоких порядков с переменными коэффициентами и соответствующих математических пакетов численной реализации краевых задач. Создаваемые методы должны обеспечить нахождение эффективных

признаков разрешимости исследуемых задач, дать возможность изучению качественных свойств решений, предложить способы построения решений и др. Решение упомянутых вопросов, в первую очередь, достигается развитием конструктивных методов исследования многоточечных краевых задач для линейных и нелинейных обыкновенных дифференциальных уравнений высоких порядков, а также построением алгоритмов нахождения их решений.

В настоящей работе исследуются вопросы существования решения многоточечной краевой задачи для обыкновенного дифференциального уравнения третьего порядка (1)-(4) и способы нахождения приближенных решений. В этих целях для решения задачи (1)-(4) применяется метод параметризации [21]. Ранее в работах [22, 23] указанный метод был применен к многоточечным краевым задачам для системы обыкновенных дифференциальных уравнений. Были установлены необходимые и достаточные условия однозначной разрешимости линейной многоточечной краевой задачи, существования изолированного решения многоточечной краевой задачи для нелинейного уравнения. В работе [24] эти результаты были распространены на семейства многоточечных краевых задач для систем обыкновенных дифференциальных уравнений. Результаты данной работы показывают эффективность условий разрешимости многоточечной краевой задачи для обыкновенного дифференциального уравнения третьего порядка с переменными коэффициентами, полученных на основе метода параметризации и качественно дополняют результаты вышеуказанных работ. Установлены достаточные условия разрешимости задачи (1)-(4) в терминах коэффициентов дифференциального уравнения, многоточечных условий и предложены алгоритмы нахождения приближенных решений. Доказана реализуемость построенного алгоритма и сходимости приближенных решений к точному решению задачи (1)-(4).

Результаты данной работы частично анонсированы в [25].

Введем следующие обозначения

$$A(t) = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ A_3(t) & A_2(t) & A_1(t) \end{pmatrix}, \quad F(t) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ f(t) \end{pmatrix}, \quad M_i = \begin{pmatrix} \alpha_{i1} & \beta_{i1} & \gamma_{i1} \\ \alpha_{i2} & \beta_{i2} & \gamma_{i2} \\ \alpha_{i3} & \beta_{i3} & \gamma_{i3} \end{pmatrix}, \quad d = \begin{pmatrix} d_1 \\ d_2 \\ d_3 \end{pmatrix}.$$

I – единичная матрица размерности 3.

Тогда задачу (1)-(4) можно записать в векторно-матричной форме

$$\frac{du}{dt} = A(t)u + F(t), \quad t \in [0, T], \quad (5)$$

$$\sum_{i=0}^m M_i u(t_i) = d, \quad (6)$$

где $u = \text{col}(u_1, u_2, u_3)$, $u_1(t) = z(t)$, $u_2(t) = \frac{dz(t)}{dt}$, $u_3(t) = \frac{d^2 z(t)}{dt^2}$.

Решением многоточечной краевой задачи (5)-(6) является вектор-функция $u : [0, T] \rightarrow R^3$, непрерывно дифференцируемая на $[0, T]$, удовлетворяющая системе дифференциальных уравнений (5) и многоточечному условию (6).

Схема метода параметризации [21] без разбиения отрезка.

Пусть $\mu = u(t_0)$, и в задаче (5)-(6) произведем замену $u(t) = \tilde{u}(t) + \mu$:

$$\frac{d\tilde{u}}{dt} = A(t)\tilde{u} + A(t)\mu + F(t), \quad t \in [0, T], \quad (7)$$

$$\tilde{u}(t_0) = 0, \quad (8)$$

$$M_0\mu + \sum_{i=1}^m M_i \tilde{u}(t_i) + \sum_{i=1}^m M_i \mu = d, \quad (9)$$

Решением краевой задачи с параметром (7)-(9) является пара $(\tilde{u}(t), \mu)$, где функция $\tilde{u}(t)$ непрерывно дифференцируема на $[0, T]$, удовлетворяющая системе дифференциальных уравнений (7), начальному условию (8) и краевым условиям (9).

Задачи (5)-(6) и (7)-(9) эквивалентны. Если вектор-функция $u(t)$ - решение многоточечной краевой задачи (5)-(6), то пара $(\tilde{u}(t), \mu)$, где $\tilde{u}(t) = u(t) - u(t_0)$, $\mu = u(t_0)$, будет решением краевой задачи с параметром (7)-(9). И наоборот, если пара $(\tilde{u}^*(t), \mu^*)$ - решение краевой задачи с параметром (7)-(9), то вектор-функция $u^*(t) = \tilde{u}^*(t) + \mu^*$ будет решением исходной многоточечной краевой задачи (5)-(6).

Задача (7), (8) при фиксированном μ является задачей Коши для системы трех дифференциальных уравнений, а соотношение (9) связывают значения функции $\tilde{u}(t)$ с неизвестным параметром μ .

Решение задачи Коши (7), (8) эквивалентно интегральному уравнению Вольтерра второго рода

$$\tilde{u}(t) = \int_0^t A(\tau)\tilde{u}(\tau)d\tau + \int_0^t A(\tau)d\tau \cdot \mu + \int_0^t F(\tau)d\tau. \quad (10)$$

Вместо функции $\tilde{u}(\tau)$ подставляя правую часть интегрального уравнения (10) при $t = \tau$ и повторяя этот процесс ν -раз ($\nu = 1, 2, \dots$), получим

$$\tilde{u}(t) = D_\nu(t)\mu + G_\nu(t, \tilde{u}) + \tilde{F}_\nu(t), \quad (11)$$

где $D_\nu(t) = \int_0^t A(\tau)d\tau + \int_0^t A(\tau) \int_0^\tau A(\tau_1)d\tau_1d\tau + \dots + \int_0^t A(\tau) \int_0^\tau A(\tau_1) \dots \int_0^{\tau_{\nu-1}} A(\tau_\nu)d\tau_\nu d\tau_{\nu-1} \dots d\tau_1d\tau$,

$$G_\nu(t, \tilde{u}) = \int_0^t A(\tau) \int_0^\tau A(\tau_1) \dots \int_0^{\tau_{\nu-1}} A(\tau_\nu)d\tau_\nu d\tau_{\nu-1} \dots d\tau_1d\tau,$$

$$\tilde{F}_\nu(t) = \int_0^t F(\tau)d\tau + \int_0^t A(\tau) \int_0^\tau F(\tau_1)d\tau_1d\tau + \dots + \int_0^t A(\tau) \int_0^\tau A(\tau_1) \dots \int_0^{\tau_{\nu-1}} F(\tau_\nu)d\tau_\nu d\tau_{\nu-1} \dots d\tau_1d\tau.$$

Определим значения $\tilde{u}(t)$ при $t = t_i$, $i = \overline{1, m}$, из представления (11) и подставим их в соответствующие выражения в (9). Тогда получим

$$\left[M_0 + \sum_{i=1}^m M_i [I + D_\nu(t_i)] \right] \mu = d - \sum_{i=1}^m M_i \tilde{F}_\nu(t_i) - \sum_{i=1}^m M_i G_\nu(t_i, \tilde{u}), \quad (12)$$

где I - единичная матрица размерности (3×3) .

Соотношение (12) является линейной системой трех алгебраических уравнений относительно параметра μ .

Параметр μ однозначно определяется при фиксированных значениях \tilde{u} и обратимости матрицы $Q_\nu(t_1, t_2, \dots, t_m) = M_0 + \sum_{i=1}^m M_i [I + D_\nu(t_i)]$ для некоторого $\nu \in N$.

Таким образом для нахождения решения задачи (7)-(9) имеем замкнутую систему уравнений (10) и (12).

Если известна функция $\tilde{u}(t)$, то из системы алгебраических уравнений (12) можно определить параметр μ . Если известен параметр μ , то из задачи Коши для системы дифференциальных уравнений (7), (8) можно найти функцию $\tilde{u}(t)$. В задаче (7)-(9) неизвестными являются как вектор-функция $\tilde{u}(t)$, так и параметр μ . Поэтому применяется итерационный метод и решение краевой задачи с параметром (7)-(9) найдем по следующему алгоритму:

0-шаг. Предположим, что матрица $Q_\nu(t_1, t_2, \dots, t_m) = M_0 + \sum_{i=1}^m M_i [I + D_\nu(t_i)]$ обратима. Используем начальные условия (8): полагая в правой части системы алгебраических уравнений (12), $\tilde{u} = 0$ определим параметр $\mu^{(0)}$. Из задачи Коши (7), (8) при $\mu = \mu^{(0)}$ находим функцию $\tilde{u}^{(0)}(t)$, $t \in [0, T]$.

1-шаг. Пусть матрица $Q_\nu(t_1, t_2, \dots, t_m) = M_0 + \sum_{i=1}^m M_i [I + D_\nu(t_i)]$ обратима. Предполагая в правой части системы алгебраических уравнений (12) $\tilde{u}(t) = \tilde{u}^{(0)}(t)$ для всех $t \in [0, T]$, определим параметр $\mu^{(1)}$. Из задачи Коши (7), (8) при $\mu = \mu^{(1)}$ находим функцию $\tilde{u}^{(1)}(t)$, $t \in [0, T]$.

И т.д.

k -шаг. Пусть матрица $Q_\nu(t_1, t_2, \dots, t_m) = M_0 + \sum_{i=1}^m M_i [I + D_\nu(t_i)]$ обратима. Полагая в правой части системы алгебраических уравнений (12) $\tilde{u}(t) = u^{(k-1)}(t)$ для всех $t \in [0, T]$, определим параметр $\mu^{(k)}$. Из задачи Коши (7), (8) при $\mu = \mu^{(k)}$ находим функцию $u^{(k)}(t)$, $t \in [0, T]$.

$k = 1, 2, \dots$

Введем обозначение $a = \max_{t \in [0, T]} \|A(t)\| = \max \left(1, \max_{t \in [0, T]} \{ |A_1(t)| + |A_2(t)| + |A_3(t)| \} \right)$.

Условия реализуемости и сходимости предложенного алгоритма, а также существования единственного решения задачи (5)-(6) приведены в следующем утверждении.

Теорема 1. Пусть для некоторого ν , $\nu \in N$, (3×3) -матрица

$Q_\nu(t_1, t_2, \dots, t_m) = M_0 + \sum_{i=1}^m M_i [I + D_\nu(t_i)]$ обратима и выполнены следующие неравенства:

a) $\| [Q_\nu(t_1, t_2, \dots, t_m)]^{-1} \| \leq \eta_\nu(t_1, t_2, \dots, t_m)$;

b) $q_\nu = \eta_\nu(t_1, t_2, \dots, t_m) \cdot \sum_{i=1}^m \max_{j=1, m} \|M_i\| \cdot \left[e^{at_i} - 1 - \sum_{j=1}^{\nu} \frac{[at_i]^j}{j!} \right] < 1$.

Тогда многоточечная краевая задача для системы трех дифференциальных уравнений (5)-(6) имеет единственное решение.

Доказательство теоремы проводится по схеме вышеприведенного алгоритма, аналогично доказательству теоремы 1 из [22].

Таким образом, решение задачи (5)-(6) делится на два этапа:

1) решение задачи Коши для системы трех дифференциальных уравнений $[0, T]$ относительно неизвестной функции;

2) решение линейной системы трех алгебраических уравнений относительно введенного параметра.

Для нахождения решения указанных задач можно использовать математические пакеты MathCad and Matlab.

С учетом обозначений и эквивалентного перехода к задаче (5)-(6) справедлива

Теорема 2. Пусть для некоторого ν , $\nu \in N$, (3×3) -матрица

$Q_\nu(t_1, t_2, \dots, t_m) = M_0 + \sum_{i=1}^m M_i [I + D_\nu(t_i)]$ обратима и выполнены неравенства a), b) теоремы 1.

Тогда многоточечная краевая задача для дифференциального уравнения третьего порядка (1)-(4) имеет единственное решение.

Теперь, рассмотрим дифференциальное уравнение третьего порядка (1) с периодическими краевыми условиями

$$z(0) = z(T), \tag{13}$$

$$\frac{dz(0)}{dt} = \frac{dz(T)}{dt}, \tag{14}$$

$$\frac{d^2z(0)}{dt^2} = \frac{d^2z(T)}{dt^2}. \tag{15}$$

Для задачи (1), (13)-(15) $i = 1$, $M_0 = I$, $M_1 = -I$. Пусть $\nu = 1$.

Лемма. Пусть (3×3) -матрица $Q_1(T) = -\int_0^T A(\tau)d\tau$ обратима и справедливы следующие

неравенства:

a) $\| [Q_1(T)]^{-1} \| \leq \eta_1(T)$; b) $q_1 = \eta_1(T) \cdot [e^{aT} - 1 - aT] < 1$.

Тогда периодическая краевая задача для дифференциального уравнения третьего порядка (1), (13)-(15) имеет единственное решение.

Если в дифференциальном уравнении (1) $A_1(t) = A_2(t) = A_3(t) = 0$, т.е. уравнение имеет вид

$\frac{d^3z}{dt^3} = f(t)$, то определитель матрицы будет равен нулю: $\det Q_1(T) = 0$. Это остается справедливым и для матрицы $Q_\nu(T)$, $\nu = 2, 3, \dots$

Отсюда следует, что периодическая краевая задача для дифференциального уравнения третьего порядка при отсутствии младших производных не имеет решения.

Рассмотрим теперь краевую задачу из работы [20]:

$$\frac{d^3z}{dt^3} = p(t)z + f(t) + r, \quad t \in (a, b), \tag{16}$$

$$z(a) = \alpha, \tag{17}$$

$$\frac{dz(a)}{dt} = \beta_1, \tag{18}$$

$$\frac{dz(b)}{dt} = \beta_2. \tag{19}$$

Предполагается, что $f(t)$ и $p(t)$ - заданные функции и $p(t) = 0$ для $t \in [a, c] \cup (d, b]$, $a < c < d < b$, параметр r , α , β_1 , β_2 - некоторые числа.

Для этой задачи

$$A(t) = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & p(t) \end{pmatrix}, \quad M_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad M_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\tilde{D}_\nu(a, t) = \int_a^t A(\tau)d\tau + \int_a^t A(\tau) \int_a^\tau A(\tau_1)d\tau_1 d\tau + \dots + \int_a^t A(\tau) \int_a^\tau A(\tau_1) \dots \int_a^{\tau_{\nu-1}} A(\tau_\nu)d\tau_\nu d\tau_{\nu-1} \dots d\tau_1 d\tau,$$

$$\nu = 1, 2, \dots, \quad \delta = \max \left(1, \max_{t \in [a, b]} |p(t)| \right).$$

Теорема 3. Пусть для некоторого ν , $\nu \in N$, (3×3) -матрица $\tilde{Q}_\nu(a, b) = M_0 + M_1[I + \tilde{D}_\nu(a, b)]$ обратима и выполнены следующие неравенства:

a) $\| [\tilde{Q}_\nu(a, b)]^{-1} \| \leq \tilde{\eta}_\nu(a, b)$;

b) $\tilde{q}_\nu(a, b) = \tilde{\eta}_\nu(a, b) \cdot \left[e^{\delta(b-a)} - 1 - \sum_{j=1}^\nu \frac{[\delta(b-a)]^j}{j!} \right] < 1$.

Тогда двухточечная краевая задача для дифференциального уравнения третьего порядка (16)—(19) имеет единственное решение.

Отметим, что в повторных интегралах представления $\tilde{D}_v(a, t)$ интегралы от элемента матрицы $A(t)$ - функции $p(t)$ будут вычисляться на интервале $[c, d]$.

Пусть $p(t) = 1$ для $t \in [c, d]$, $p(t) = 0$ для $t \in [a, c) \cup (d, b]$. В этом случае условия теоремы 3 будут формулироваться только в терминах чисел a, b, c, d . Справедливо

Следствие. Пусть (3×3) -матрица $\tilde{Q}_1(a, b) = \begin{pmatrix} 1 & b-a & 0 \\ 0 & 1+b-a & 0 \\ 0 & 1 & d-c \end{pmatrix}$ обратима и выполнены

неравенства:

$$a) \|\tilde{Q}_1(a, b)^{-1}\| \leq \max\left(\frac{1}{d-c}, 1\right) + \max\left(b-a, 1, \frac{1}{d-c}\right) \frac{1}{1+b-a};$$

$$b) \tilde{q}_1(a, b) = \left[\max\left(\frac{1}{d-c}, 1\right) + \max\left(b-a, 1, \frac{1}{d-c}\right) \frac{1}{1+b-a} \right] \cdot [e^{b-a} - 1 - (b-a)] < 1.$$

Тогда двухточечная краевая задача для дифференциального уравнения третьего порядка (16)—(19) имеет единственное решение.

Результаты данной статьи можно использовать при решении многоточечной краевой задачи для нелинейного дифференциального уравнения третьего порядка

$$\frac{d^3 z}{dt^3} = f\left(t, z, \frac{dz}{dt}, \frac{d^2 z}{dt^2}\right), \quad t \in (0, T), \quad (20)$$

с условиями (2)-(4).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Lan C. Boundary value problems for second and third order differential equations // Journal of Differential Equations. 1975. Vol. 18. P. 258-274.
- [2] Samoilenko A. M., Ronto N.I. Numerical-analytic methods of investigation of solutions of boundary value problems. - Kyiv. : Naukova Dumka, 1985. - 224 p.(in Russ.).
- [3] Kiguradze I.T. Boundary value problems for systems of ordinary differential equations // Modern problems of mathematics. Advancement achievements. - M. : Nauka, 1987. - Vol. 30, P. 3- 103. (in Russ.).
- [4] Agarwal R.P. Existence-uniqueness and iterative methods for third-order boundary value problems // Journal of Computational and Applied Mathematics. 1987. Vol. 17. P. 271-289.
- [5] Samoilenko A. M., Laptinskii V. N., Kenzhebayev K. K. Constructive methods of investigation of periodic and multipoint boundary value problems // Proceedings of Institute of mathematics of NAS of Ukraine. - Kiev: Institute of mathematics of NAS of Ukraine, 1999. - Vol. 29. - 220 p. (in Russ.).
- [6] Cabada A., Heikkilä S. Uniqueness, comparison, and existence results for third-order initial-boundary value problems // Computers and Mathematics with Applications. 2001. Vol. 41. P. 607-618.
- [7] Liu B., Yu J. Solvability of multi-point boundary value problems at resonance (II) // Applied Mathematics and Computation. 2002. V. 129. No 1. P. 119-143.
- [8] Valarmathi N., Ramanujam N. An asymptotic numerical method for singularly perturbed third-order ordinary differential equations of convection-diffusion type // Computers and Mathematics with Applications. 2002. Vol. 44. P. 693-710.
- [9] Yao Q. Solution and positive solution for a semilinear third-order two-point boundary value problem // Applied Mathematics Letters. 2004. Vol. 17. P. 1171-1175.
- [10] Henderson J., Tisdale C.C. Five-point boundary value problems for third-order differential equations by solution matching // Mathematical and Computer Modelling. 2005. V. 42. P. 133-137.
- [11] Du Z., Cai G., Ge W. A class a third-order multi-point boundary value problem // Taiwanese Journal of Mathematics. 2005. Vol. 9. No 1. P. 81-94.
- [12] Du Z., Ge W., Zhou M. Singular perturbations for third-order nonlinear multi-point boundary value problem // Journal Differential Equations. 2005. Vol. 218. P. 69-90.
- [13] Cabada A., Minhos F., Santos A.I. Solvability for a third-order discontinuous fully equation with nonlinear functional boundary conditions // Journal of Mathematical Analysis and Applications. 2006. Vol. 322. P. 735-748.
- [14] Li S. Positive solutions of nonlinear singular third-order two-point boundary value problem // Journal of Mathematical Analysis and Applications. 2006. Vol. 323. P. 413-425.
- [15] Minghe P., Chang S.K. Existence and uniqueness of solutions for third-order nonlinear boundary value problems // Journal of Mathematical Analysis and Applications. 2007. Vol. 327. P. 23-35.

- [16] Yao Q. Successive iteration of positive solution for a discontinuous third-order boundary value problem // *Computers and Mathematics with Applications*. 2007. Vol. 53. P. 741-749.
- [17] Lin X., Du Z. Uniqueness and existence results for a third-order nonlinear multi-point boundary value problem // *Applied Mathematics and Computation*. 2008. V. 205. No 1. P. 187-196.
- [18] Palamides A.P., Smyrlis G. Positive solutions to a singular third-order three-point boundary value problem with an indefinitely signed Green's functions // *Nonlinear Analysis*. 2008. Vol. 68. P. 2104-2118.
- [19] Sun B., Zhao J., Yang P., Ge W. Successive iteration and positive solutions for a third-order multipoint generalized right-focal boundary value problem with p-Laplacian // *Nonlinear Analysis*. 2009. Vol. 70. P. 220-230.
- [20] Xie S., Li P., Gao Z., Wang H. High order compact finite difference schemes for a system of third order boundary value problem // *Applied Mathematics and Computation*. 2012. V. 219. No 12. P. 2564-2573.
- [21] Dzhumabayev D.S. Criteria for the unique solvability of a linear boundary-value problem for an ordinary differential equation // *USSR Computational mathematics and mathematical Physics*. 1989. V.29. No 1. P.34-46.
- [22] Dzhumabaev D.S., Imanchiev A.E. Well-posedness of linear multi-point boundary value problem // *Mathematical journal*. 2005. V. 5. No 1. P. 30-38. (in Russ.).
- [23] Dzhumabaev D.S., Imanchiev A.E. Criteria of existence isolated solution of multi-point boundary value problem for system of ordinary differential equations // *Izvestiya NAN RK*. 2010. No 3. P. 117-121. (in Russ.).
- [24] Asanova A.T. About of the solvability of family multi-point boundary value problems for system of differential equations and their applications to nonlocal boundary value problems // *Mathematical journal*. 2013. V. 13. No 3. P. 38-42. (in Russ.).
- [25] Assanova A.T., Imanchiev A.E. On the solvability of a multi-point boundary value problem for a differential equations third order // Тез. докл. межд. науч. конф. "Актуальные проблемы матем. и матем. моделир.", посв. 50-лет. созд. ИММ АН КазССР, Алматы, 1-5 июня 2015г. С. 110-112.

REFERENCES

- [1] Lan C. *Boundary value problems for second and third order differential equations*. Journal of Differential Equations. 1975. Vol. 18. P. 258-274.
- [2] Samoilenko A. M., Ronto N.I. *Numerical-analytic methods of investigation of solutions of boundary value problems*. - Kyiv. : Naukova Dumka, 1985. - 224 p.(in Russ.).
- [3] Kiguradze I.T. *Boundary value problems for systems of ordinary differential equations // Modern problems of mathematics. Advancement achievements*. - M. : Nauka, 1987. - Vol. 30, P. 3- 103. (in Russ.).
- [4] Agarwal R.P. *Existence-uniqueness and iterative methods for third-order boundary value problems*. Journal of Computational and Applied Mathematics. 1987. Vol. 17. P. 271-289.
- [5] Samoilenko A. M., Laptinskii V. N., Kenzhebeyev K. K. *Constructive methods of investigation of periodic and multi-point boundary value problems*. Proceedings of Institute of mathematics of NAS of Ukraine. - Kiev: Institute of mathematics of NAS of Ukraine, 1999. - Vol. 29. - 220 p. (in Russ.).
- [6] Cabada A., Heikkilä S. *Uniqueness, comparison, and existence results for third-order initial-boundary value problems*. Computers and Mathematics with Applications. 2001. Vol. 41. P. 607-618.
- [7] Liu B., Yu J. *Solvability of multi-point boundary value problems at resonance (II)*. Applied Mathematics and Computation. 2002. V. 129. No 1. P. 119-143.
- [8] Valarmathi N., Ramanujam N. *An asymptotic numerical method for singularly perturbed third-order ordinary differential equations of convection-diffusion type*. Computers and Mathematics with Applications. 2002. Vol. 44. P. 693-710.
- [9] Yao Q. *Solution and positive solution for a semilinear third-order two-point boundary value problem*. Applied Mathematics Letters. 2004. Vol. 17. P. 1171-1175.
- [10] Henderson J., Tisdale C.C. *Five-point boundary value problems for third-order differential equations by solution matching*. Mathematical and Computer Modelling. 2005. V. 42. P. 133-137.
- [11] Du Z., Cai G., Ge W. *A class a third-order multi-point boundary value problem*. Taiwanese Journal of Mathematics. 2005. Vol. 9. No 1. P. 81-94.
- [12] Du Z., Ge W., Zhou M. *Singular perturbations for third-order nonlinear multi-point boundary value problem*. Journal Differential Equations. 2005. Vol. 218. P. 69-90.
- [13] Cabada A., Minhos F., Santos A.I. *Solvability for a third-order discontinuous fully equation with nonlinear functional boundary conditions*. Journal of Mathematical Analysis and Applications. 2006. Vol. 322. P. 735-748.
- [14] Li S. *Positive solutions of nonlinear singular third-order two-point boundary value problem*. Journal of Mathematical Analysis and Applications. 2006. Vol. 323. P. 413-425.
- [15] Minghe P., Chang S.K. *Existence and uniqueness of solutions for third-order nonlinear boundary value problems*. Journal of Mathematical Analysis and Applications. 2007. Vol. 327. P. 23-35.
- [16] Yao Q. *Successive iteration of positive solution for a discontinuous third-order boundary value problem*. Computers and Mathematics with Applications. 2007. Vol. 53. P. 741-749.
- [17] Lin X., Du Z. *Uniqueness and existence results for a third-order nonlinear multi-point boundary value problem*. Applied Mathematics and Computation. 2008. V. 205. No 1. P. 187-196.
- [18] Palamides A.P., Smyrlis G. *Positive solutions to a singular third-order three-point boundary value problem with an indefinitely signed Green's functions*. Nonlinear Analysis. 2008. Vol. 68. P. 2104-2118.
- [19] Sun B., Zhao J., Yang P., Ge W. *Successive iteration and positive solutions for a third-order multipoint generalized right-focal boundary value problem with p-Laplacian*. Nonlinear Analysis. 2009. Vol. 70. P. 220-230.
- [20] Xie S., Li P., Gao Z., Wang H. *High order compact finite difference schemes for a system of third order boundary value problem*. Applied Mathematics and Computation. 2012. V. 219. No 12. P. 2564-2573.

[21] Dzhumabayev D.S. *Criteria for the unique solvability of a linear boundary-value problem for an ordinary differential equation*. USSR Computational mathematics and mathematical Physics. 1989. V.29. No 1. P.34-46.

[22] Dzhumabaev D.S., Imanchiev A.E. *Well-posedness of linear multi-point boundary value problem*. Mathematical journal. 2005. V. 5. No 1. P. 30-38. (in Russ.).

[23] Dzhumabaev D.S., Imanchiev A.E. *Criteria of existence isolated solution of multi-point boundary value problem for system of ordinary differential equations*. Izvestiya NAN RK. 2010. No 3. P. 117-121. (in Russ.).

[24] Asanova A.T. *About of the solvability of family multi-point boundary value problems for system of differential equations and their applications to nonlocal boundary value problems*. Mathematical journal. 2013. V. 13. No 3. P. 38-42. (in Russ.).

[25] Assanova A.T., Imanchiev A.E. *On the solvability of a multi-point boundary value problem for a differential equations third order*. Tez.dokl. mejd. nauch. conf. "Aktual'nye problemy matem. i matem. modelir.", posv. 50-let. sozd. IMM AN KazSSR, Almaty, 1-5 iyunia 2015g. S. 110-112.

ҮШІНШІ РЕТТІ ДИФФЕРЕНЦИАЛДЫҚ ТЕНДЕУ ҮШІН КӨПНҮКТЕЛІ ШЕТТІК ЕСЕПТІҢ БІРМӘНДІ ШЕШІЛІМДІЛІГІ ТУРАЛЫ

А. Т. Асанова¹, А. Е. Иманчиев²

¹ҚР БҒМ Математика және математикалық моделдеу институты, Алматы, Қазақстан,

²ҚР БҒМ Қ.Жұбанов ат. Ақтөбе өңірлік мемлекеттік университеті, Ақтөбе, Қазақстан

Тірек сөздер: тендеу, көпнүктелі, шешілімділік, параметр, алгоритм.

Аннотация. Коэффициенттері айнымалы үшінші ретті дифференциалдық тендеу үшін көпнүктелі шеттік есеп қарастырылады. Қарастырылып отырған есептің жалғыз шешімінің бар болуы мәселелері мен оны тұрғызу тәсілдері зерттеледі. Жаңа функциялар енгізу арқылы коэффициенттері айнымалы үшінші ретті дифференциалдық тендеу үшін көпнүктелі шеттік есеп үш дифференциалдық тендеулер жүйесі үшін көпнүктелі шеттік есепке келтірілген. Алынған көпнүктелі шеттік есепті шешуге параметрлеу әдісі қолданылады. Үш дифференциалдық тендеулер жүйесі үшін көпнүктелі шеттік есептің жуық шешімдерін табу алгоритмдері құрылған және олардың жинақтылығы дәлелденген. Үш дифференциалдық тендеулер жүйесі үшін көпнүктелі шеттік есептің бірімәнді шешілімділігі шарттары бастапқы берілімдер терминдерінде тағайындалған және шешімін табу алгоритмдері ұсынылған. Нәтижелер алғашқы коэффициенттері айнымалы үшінші ретті дифференциалдық тендеулер үшін көпнүктелі шеттік есепке қатысты да тұжырымдалған. Алынған нәтижелер үшінші ретті жәй дифференциалдық тендеу үшін периодты шеттік есепке қолданылады. Ұсынылған тәсілдің қосымшаларда пайда болатын үшінші ретті дифференциалдық тендеулер үшін екінүктелі шеттік есептерді шешудегі тиімділігі көрсетілген. Нәтижелер үшінші ретті дифференциалдық тендеулер үшін бейсызық көпнүктелі шеттік есептерді зерттеу және шешу барысында пайдаланылуы да мүмкін.

Поступила 15.15.2015 г.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 5, Number 303 (2015), 133 – 140

**ANALYSIS OF INFORMATION SECURITY TOOLS
WITH PUBLIC KEY****A. M. Akhmetova¹, S.A. Nugmanova²**¹MES RK Committee of science Institute of information and computational technologies, Almaty, Kazakhstan,²Kazakh National Pedagogical University named after Abai, Almaty, Kazakhstan.

E-mail: ardak_66@mail.ru, nugm_s@mail.ru

Key words: informative safety, confidentiality of information, open key, secret key, cryptography with the symmetric keys.

Abstract. In the modern world informative safety becomes the major base element of all system of national safety of any state. It, foremost, is bound by growing like a weed technological possibilities of the modern informative systems. A review and analysis of existent methods of defence of information a cryptographic method are in-process examined.

An encipherment with the use of the symmetric key can help to keep secrets out of harm's way, but if it is needed together to use secret information with other people, it is necessary also together to use the keys. But how safely to send to the keys other people? Some decisions are described in this article, including conception of cryptography with the open key.

To decide the task of distribution of the keys, it is possible to use cryptography with the open key, In an algorithm data, in cipher by means of the open key, can be deciphered only by means of the secret key. Safely to pass the session key in the algorithm of Диффи-Хеллмана (DH) or Диффи-Хеллмана on elliptic curves (ECDH) it is possible to take advantage of technology of the open key, to form the together used secret. Only interactive parties can create this secret value that after will be used.

УДК 378.016.02: 004.(574)

**АНАЛИЗ СРЕДСТВ ЗАЩИТЫ ИНФОРМАЦИИ
С ОТКРЫТЫМ КЛЮЧОМ****А. М. Ахметова¹, С. А. Нугманова²**

Институт информационных и вычислительных технологии КН МОН РК, Алматы, Казахстан,

Казахский национальный педагогический университет им. Абая, Алматы, Казахстан

Ключевые слова: информационная безопасность, конфиденциальность информации, открытый ключ, секретный ключ, криптография с симметричными ключами.

Аннотация. В современном мире информационная безопасность становится важнейшим базовым элементом всей системы национальной безопасности любого государства. Это, прежде всего, связано быстро растущими технологическими возможностями современных информационных систем. В работе рассматривается обзор и анализ существующих методов защиты информации криптографическим методом.

Шифрование с использованием симметричного ключа может помочь сохранить секреты в безопасности, но если нужно совместно использовать секретную информацию с другими людьми, необходимо также совместно использовать ключи. Но как безопасно отправлять ключи другим людям? В этой статье описаны некоторые решения, включая концепцию криптографии с открытым ключом.

Чтобы решить задачу распределения ключей, можно использовать криптографию с открытым ключом, В алгоритме данные, зашифрованные с помощью открытого ключа, могут быть расшифрованы только с помощью секретного ключа. Чтобы безопасно передать сеансовый ключ в алгоритме Диффи-Хеллмана (DH)

или Диффи-Хеллмана на эллиптических кривых (ECDH) можно воспользоваться технологией открытого ключа, чтобы сформировать совместно используемый секрет. Только взаимодействующие стороны могут создать это секретное значение, которое затем будет использоваться в качестве сеансового ключа.

Каждый из трех алгоритмов имеет преимущества и недостатки, поэтому нельзя сказать, какой из них лучше, чем другие, алгоритм подбирается для конкретного применения.

Введение. Современные методы накопления, обработки и передачи информации способствовали появлению угроз, связанных с возможностью потери, раскрытия, модификации данных, принадлежащих конечным пользователям. Несмотря на все возрастающие усилия по созданию технологий защиты данных, их уязвимость не только не уменьшается, но и постоянно возрастает. Человеческий ум всегда волновала проблема защиты информации путем ее преобразования, исключая ее прочтение посторонним лицом. Поэтому актуальность проблем, связанных с защитой потоков данных и обеспечением информационной безопасности их обработки и передачи, все более усиливается.

Под информационной безопасностью понимается состояние защищенности обрабатываемых, хранимых и передаваемых в информационно-телекоммуникационных системах данных от незаконного ознакомления, преобразования и уничтожения, а также состояние защищенности информационных ресурсов от воздействий, направленных на нарушение их работоспособности [1]. Одним из ключевых вопросов обеспечения безопасности информации, хранимой и обрабатываемой в информационных системах, а также передаваемой по линиям связи (для простоты далее по тексту будем говорить просто об информации), является защита ее от несанкционированного доступа. Для защиты информации применяются различные меры и способы, начиная с организационно-режимных и кончая применением сложных программно-аппаратных комплексов. Одним из путей решения проблемы защиты информации, а точнее - решения небольшой части вопросов из всего спектра мер защиты, является криптографическое преобразование информации, или шифрование [2]. Широкий круг применения криптографических методов в различных областях, связанных с обработкой, хранением, передачей, приемом, использованием данных и т.д.

Существует много публикации по данной теме. В исследовании [3] рассматриваются современные системы многоуровневой защиты информации, приводятся ключевые достоинства систем и обосновываются их недостатки, к таким системам предлагается комбинированный алгоритм для криптографического распределения ключей. В статье [4] описывается, разработанная в корпорации "Галактика" система АТСРЮПТ, предназначенная для защиты и сохранения целостности информации в распределенном хранилище данных при обменах по открытому каналу связи. В системе реализованы функции упаковки, шифрования, электронной подписи и аутентификации информации, а также предусмотрены возможности аудита, распределения и хранения ключей. В работе [5] освещаются актуальные вопросы защиты информации при создании и использовании распределенных корпоративных информационных систем и сетей масштаба предприятия. Особое внимание уделено проблемам обеспечения информационной безопасности и защите информации. Обсуждаются основные виды атак на компьютерные сети, а также методы и средства защиты локальных и корпоративных сетей от удаленных Internet-атак.

Постановка задачи. Необходимо провести обзор и анализ существующих средств защиты информации и рассмотреть решения проблем криптографии с открытым ключом.

В настоящее время криптографическое преобразование информации в форму, непонятную для посторонних, является универсальным и надежным способом ее защиты.

1. Криптографические методы. Криптографические методы традиционно используются для шифрования конфиденциальной информации, представленной в любой материальной форме в виде: письменных текстов; данных, хранящихся на гибком диске; сообщений, передаваемых в телекоммуникационных сетях; программного обеспечения, графики или речи, закодированных цифровыми последовательностями и т. п. Эти методы могут быть использованы и для многих других приложений, связанных с защитой информации, в частности, для обнаружения фактов вторжения в телекоммуникационную или компьютерную сеть и введения в нее имитирующих сообщений.

Криптографическое преобразование - это преобразование информации, основанное на некотором алгоритме, зависящем от изменяемого параметра (обычно называемого секретным ключом),

и обладающее свойством невозможности восстановления исходной информации по преобразованной, без знания действующего ключа, с трудоемкостью меньше заранее заданной.

Основным достоинством криптографических методов является обеспечение высокой гарантированной стойкости защиты, которую можно рассчитать и выразить в числовой форме (средним числом операций или временем, необходимым для раскрытия зашифрованной информации или вычисления ключей).

К числу основных недостатков криптографических методов следует отнести:

- значительные затраты ресурсов (времени, производительности процессоров) на выполнение криптографических преобразований информации;
- трудности совместного использования зашифрованной (подписанной) информации, связанные с управлением ключами (генерация, распределение и т.д.);
- высокие требования к сохранности секретных ключей и защиты открытых ключей от подмены.

Криптография делится на два класса: криптография с симметричными ключами и криптография с открытыми ключами.

2. Криптография с симметричными ключами. В криптографии с симметричными ключами (классическая криптография) абоненты используют один и тот же (общий) ключ (секретный элемент) как для шифрования, так и для расшифрования данных.

Следует выделить следующие преимущества криптографии с симметричными ключами:

- относительно высокая производительность алгоритмов;
- высокая криптографическая стойкость алгоритмов на единицу длины ключа.

К недостаткам криптографии с симметричными ключами следует отнести:

- необходимость использования сложного механизма распределения ключей;
- технологические трудности обеспечения неотказуемости.

Для решения задач распределения ключей были использованы идеи асимметричности преобразований и открытого распределения ключей Диффи и Хеллмана.

В середине 70-х годов выпускник Стэнфорда Уитфилд Диффи и профессор Мартин Хеллман провели исследование криптографических методов вообще и проблемы распределения ключей в частности. Они предложили схему, в которой два человека могут создать совместно используемый секретный ключ путем обмена открытой информацией. Они могут связываться друг с другом по общедоступным телефонным линиям, отправляя информацию в форме, открытой для прослушивания, в то же время генерируя секретное значение, которое не делается общеизвестным. Обе стороны смогут использовать это секретное значение как симметричный сеансовый ключ. Такая схема получила название схемы Диффи–Хеллмана (DH).

Схема Диффи–Хеллмана решает проблему распределения ключей, но не шифрования. Это не делает ее непригодной; схема Диффи–Хеллмана используется и в настоящее время. Но эта схема не может быть использована для шифрования. Диффи и Хеллман опубликовали результаты своих исследований в 1976 г. В их статье обрисовывалась идея криптографии с открытым ключом (один ключ зашифровывает, другой расшифровывает). В 1977 г. Рон Ривест, Ади Шамир и Лена Эдлман разработали алгоритм, который реально мог шифровать данные. Они опубликовали алгоритм в 1978 г., и он стал известен как RSA по инициалам его авторов [6].

В 1985 г. два человека – Нил Коблиц из Вашингтонского университета и Виктор Миллер из исследовательского центра Уотсона корпорации IBM – работая независимо, сделали предположение, что малоизвестный раздел математики, посвященный так называемым эллиптическим кривым, может быть использован для реализации криптографии с открытым ключом. К концу 90-х гг. алгоритмы этого класса начали повсеместно распространяться.

С 1977 г. (и с 1985 г.) многие исследователи разработали множество алгоритмов с открытым ключом. На сегодняшний день, тем не менее, наиболее широко используемым алгоритмом с открытым ключом для решения проблемы распределения ключей является RSA. Второе место занимает DH, а третье – алгоритмы на основе эллиптических кривых.

Шифрование с использованием симметричного ключа может помочь сохранить секреты в безопасности, но если нужно совместно использовать секретную информацию с другими людьми, необходимо также совместно использовать ключи. Но как безопасно отправлять ключи другим

людям? В этой статье мы опишем некоторые решения, включая концепцию криптографии с открытым ключом.

Менеджер компании может сохранить свои секреты путем шифрования данных с последующим хранением ключа шифрования в безопасном месте. Он хочет совместно использовать некоторые из своих секретов с другими людьми. Например, А имел встречу с потенциальным покупателем В, и хотел бы обсудить стратегию действий с Г, вице-президентом компании по продажам, боссом А. Обычно А и Г общаются по телефону, но в данном случае им нужно обмениваться документами, и они решили, что лучше всего это делать по электронной почте. Они хотели бы обезопасить обмен важными данными. Скорее всего, А для доступа в Internet придется подключать свой ноутбук к телефонной или локальной сети организации, где работает В, а кто сможет поручиться, что некие злоумышленники не подключились к телефонной сети компании.

Самым простым решением для А будет зашифровать файлы, которые он посылает Г. Таким образом, если В перехватит сообщение, она увидит лишь бессмысленный набор символов. Проблема в том, что когда сообщение дойдет до Г, она увидит тот же бессмысленный набор символов. Чтобы расшифровать сообщение, Г потребуется ключ. У А есть ключ, но как он может отправить его Г? Он не может отправить ключ в другом сообщении; если В способна перехватывать сообщение с данными, она также сможет перехватить и сообщение с ключом. Если А найдет канал, по которому можно безопасно отправить ключ, он может просто отправить свою секретную информацию по тому же каналу.

Проблема, вставшая перед А и Г, известна как проблема распределения ключей, состоящая в том, как двое или более людей могут безопасным образом передавать ключи по незащищенному каналу связи? Или, если обобщить, как могут люди безопасно передавать важную информацию по незащищенным каналам? Поскольку мы можем зашифровать данные, проблема сводится к безопасной передаче ключа. Если у вас имеется 10 Мб важной информации, можно попытаться найти способ отправить эту информацию безопасным образом, либо можно зашифровать ее с использованием 128-битного симметричного ключа, а затем попытаться найти способ безопасным образом отправить ключ. Если вы решите проблему распределения ключей, то решите и проблему распространения основных данных.

Проблемы, свойственные данной схеме

А и Г теперь совместно владеют ключом. Эта схема будет работать; если атакующие попытаются перехватить их сообщения, зашифрованные с использованием этого ключа, то они не смогут восстановить информацию. Но этому решению присущи недостатки.

Предположим, что несколько людей должны совместно использовать ключи. Чтобы безопасным образом взаимодействовать А придется посетить их и произвести обмен ключами. Каждому придется лично обменяться ключами с каждым, с кем он хочет совместно использовать конфиденциальную информацию.

Одно из решений состоит в использовании всеми сотрудниками компании одного ключа. В компании может быть «хозяин ключа», который выдаст ключ всем сотрудникам. Если же компания изменяет ключ, хозяину ключа придется повторно нанести визиты всем сотрудникам компании.

При совместном использовании ключа, если атакующие взламывают одно сообщение, они, тем самым, взламывают все сообщения. Поскольку все сообщения, которыми обмениваются два человека, зашифрованы одним и тем же ключом, определение ключа для одного сообщения означает определение ключа для всех сообщений. С другой стороны, если возможно без особых затруднений использовать отдельный ключ для каждого сообщения, почему бы не воспользоваться этой дополнительной мерой безопасности? Хотя это и является недостатком, присущим подходу с совместным использованием ключа, с ним вполне можно примириться, учитывая неудобства, возникающие при попытке обмениваться ключами лично.

Проблемы безопасности

Предположим, А отправляет Г электронное сообщение с использованием цифрового конверта, а В перехватывает сообщение. Сможет ли В прочесть его? Основные данные были зашифрованы с помощью симметричного алгоритма, поэтому ей потребуется сеансовый ключ. Чтобы расшифровать данные, она может попытаться применить атаку методом прямого перебора, но если ключ

128-битный, это займет миллиарды или даже триллионы лет. Но поскольку имеется сеансовый ключ (он является частью самого сообщения), пй вряд ли понадобится применять эту атаку – если только сеансовый ключ также не был зашифрован. Чтобы расшифровать сеансовый ключ, ей необходим ключ, парный открытому ключу, который был использован для дешифрования, поскольку это единственный ключ, способный расшифровать данные. Это секретный ключ, имеется он только у Г.

Возможно, В сможет взломать алгоритм с открытым ключом или раскрыть секретный ключ с помощью прямого перебора. Вспомним, что существует два способа восстановить сообщения, зашифрованные с помощью шифрования с симметричным ключом: взлом алгоритма и нахождение ключа путем прямого перебора. То же самое справедливо и для шифрования открытым ключом. Если В сможет раскрыть секретный ключ, взломав алгоритм или воспользовавшись методом прямого перебора, она сможет расшифровать сеансовый ключ и использовать его для расшифровки основных данных.

Чтобы раскрыть секретный ключ, С должна найти 160-битное или 510-битное число. Если атака методом прямого перебора на 128-битное значение (симметричный ключ) представляется неосуществимой, то что говорить об атаке на 160-битный ключ? Таким образом, атаку методом прямого перебора на 160-битный или 510-битный ключ можно считать бесполезной.

Может ли быть взломан алгоритм с открытым ключом? Да, такой алгоритм может быть взломан путем определения секретного ключа на основе открытого ключа. Открытый и секретный ключ являются парой, они связаны между собой, а это соотношение является математическим. Для получения секретного ключа из открытого ключа могут быть использованы математические вычисления.

Как и для шифрования с симметричным ключом, чем длиннее открытый ключ, тем больше времени займет восстановления по нему секретного ключа. Если ключи достаточно длинные, решение задачи займет столько же времени, сколько занимает атака методом прямого перебора при атаке на 96-битный или 28-битный ключ при симметричном шифровании.

Как работает криптография с открытым ключом

Рассмотрим как работает шифрование с симметричным ключом: используя ключ, последовательно выполняется процедура шифрования текущих данных. Чтобы расшифровать их, надо выполнять действия в обратном порядке. Если последним действием при зашифровании был циклический сдвиг слова, первое, что делается при расшифровании, – это циклический сдвиг зашифрованного слова в обратном направлении на то же самое число битов. Если ключ, используемый для шифрования данных, совпадает с ключом, применяемым при их расшифровании, то результат циклического сдвига будет тем же. (Если ключ неправильный, есть вероятность, что результат сдвига может остаться правильным, но все остальные дальнейшие операции, такие как XOR в одном месте и AND в другом месте, будут неверны.)

Но в криптографии с открытым ключом такая процедура не будет работать. Нельзя просто выполнить действия в обратном порядке. В то время как шифр с симметричным ключом просто оперирует данными как битами и преобразует их с помощью компьютерных операций, шифр с открытым ключом оперирует с данными как числами и выполняет действия над числами. А математические действия однонаправлены: они легко выполняются в одном направлении, но не в другом направлении. Фактически, основой любого хорошего алгоритма с открытым ключом является односторонняя функция, класс математических задач, на решении которых строится криптография с открытым ключом. Одностороннюю функцию можно сравнить с люком, который открывается лишь с одной стороны. Для всего остального мира функции являются односторонней, но секретный ключ действует как потайной люк, который дает возможность владельцу восстановить исходные данные.

Для решения задач распределения ключей и электронных цифровых подписей были использованы идеи асимметричности преобразований и открытого распределения ключей Диффи и Хеллмана [6].

В результате была создана криптография с открытыми ключами, в которой используется не один секретный, а пара ключей: открытый (публичный) ключ и секретный (личный, индивидуальный) ключ, известный только одной взаимодействующей стороне. В отличие от секретного ключа,

который должен сохраняться в тайне, открытый ключ может распространяться публично. Системы с открытыми ключами обладают с двумя свойствами, которые позволяют формировать зашифрованные и аутентифицированные сообщения.

Схема шифрования данных с использованием открытого ключа состоит из двух этапов. На первом из них производится обмен по несекретному каналу открытыми ключами. При этом необходимо обеспечить подлинность передачи ключевой информации. На втором этапе, собственно, реализуется шифрование сообщений, при котором отправитель зашифровывает сообщение открытым ключом получателя. Зашифрованный файл может быть прочитан только владельцем секретного ключа, т.е. получателем. Схема расшифрования, реализуемая получателем сообщения, использует для этого секретный ключ получателя.

Эффективность защиты систем с помощью любых криптографических алгоритмов в значительной степени зависит от безопасного распределения ключей. Здесь можно выделить следующие основные методы распределения ключей между участниками системы.

1) Метод базовых сеансовых ключей. Такой метод описан в стандарте ISO 8532 и используется для распределения ключей симметричных алгоритмов шифрования. Для распределения ключей вводится иерархия ключей: головной ключ (так называемый мастер-ключ, или ключ шифрования ключей) и ключ шифрования данных (т.е. сеансовый ключ). Иерархия может быть и двухуровневой: ключ шифрования ключей / ключ шифрования Старший ключ в этой иерархии надо распространять неэлектронным способом, исключая возможность его компрометации. Использование такой схемы распределения ключей требует значительного времени и значительных затрат.

2) Метод открытых ключей. Такой метод описан в стандарте ISO 11166 и может быть использован для распределения ключей как для симметричного, так и для асимметричного шифрования. С его помощью можно обеспечить надежное функционирование центров сертификации ключей для электронной цифровой подписи на базе асимметричных алгоритмов и распределение сертификатов открытых ключей участников информационных систем. Кроме того, использование метода открытых ключей позволяет каждое сообщение шифровать отдельным ключом симметричного алгоритма и передавать этот ключ с самим сообщением в зашифрованной асимметричным алгоритмом.

Закключение. Надежная криптографическая система должна удовлетворять таким требованиям, как процедуры зашифровывания и расшифровывания должны быть "прозрачны" для пользователя; дешифрование закрытой информации должно быть максимально затруднено; содержание передаваемой информации не должно сказываться на эффективности криптографического алгоритма.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Алиева М.Ф. Информационная безопасность как элемент информационной культуры // Вестник Адыгейского государственного университета. – № 4 (108). – 2012.
- [2] Аскеров Т.М. Защита информации и информационная безопасность: Учебное пособие / Под общей редакцией К.И. Курбакова. - М.: Рос.экон. акад., 2001. 387 с.
- [3] Лернер В.Д. Криптографическое распределение ключей для защиты информации в иерархических системах // Информационно-управляющие системы. № 5 (60), 2012
- [4] Прикупец А. Защита информации в распределенном хранилище данных системы "Галактика" // «Открытые системы», № 01, 1998
- [5] Шаньгин В.Ф., Соколов А.В. Защита информации в распределенных корпоративных сетях и системах // "Администрирование и защита". – 2002.
- [6] Диффи У., Хеллмен М. *Защищенность и имитостойкость. Введение в криптографию.* - ТИИЭР, 1976.- т. 67.- № 3.-71-109 сс.
- [7] Фороузан Б.А. Криптография и безопасность сетей: учебное пособие / пер. с англ.; под ред. А.Н. Берлина. – М.: Интернет-Университет Информационных технологий: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2010. – 784 с.
- [8] Нечаев В.И. Элементы криптографии (Основы теории защиты информации). – М.: Высшая школа, 1999. – 109 с.
- [9] Бабаш А.В., Шанкин Г.П. История криптографии. Часть I. – М.: Гелиос АРВ, 2002. – 240 с.
- [10] Баричев С.Г., Гончаров В.В., Серов Р.Е. Основы современной криптографии. – М.: Горячая линия – Телеком, 2002. – 175 с. – (Специальность. Для высших учебных заведений).
- [11] Герасименко В.А. Защита информации в автоматизированных системах обработки данных., кн. 1, 2. М.: Энергоатомиздат, 1994.

- [12] Основы криптозащиты АСУ. Под ред. Б. П. Козлова. М.: МО, 1996.
- [13] Конхейм А.Г. Основы криптографии. М.: Радио и связь, 1987.
- [14] Венбо Мао. Современная криптография. Теория и практика = Modern Cryptography: Theory and Practice. – М.: Вильямс, 2005. – 768 с.
- [15] Мафтик С. Механизмы защиты в сетях ЭВМ. М.: Мир, 1993.
- [16] Мельников В. В. Защита информации в компьютерных системах. М.: Финансы и статистика, 1997.
- [17] Молдовян А.А., Молдовян Н.А., Советов Б.Я. Криптография. СПб.: «Лань», 2000.
- [18] Романец Ю.В., Тимофеев П.А., Шаньгин В.Ф. Защита информации в компьютерных системах и сетях. М.: Радио и связь, 1999.
- [19] Рябко Б.Я., Фионов А.Н. Основы современной криптографии для специалистов в информационных технологиях. М.: Научный мир, 2004.
- [20] Рябко Б.Я., Фионов А.Н. Криптографические методы защиты информации. – 2-е изд. – М.: Горячая линия – Телеком, 2013. – 229 с.
- [21] Вильям Столлингс. Криптография и защита сетей: принципы и практика. М.: Вильямс, 2001.
- [22] Ухлинов Л.М. Управление безопасностью информации в автоматизированных системах. М.: МИФИ, 1996.
- [23] Нильс Фергюсон, Брюс Шнайер. Практическая криптография = Practical Cryptography: Designing and Implementing Secure Cryptographic Systems. – М.: Диалектика, 2004. – 432 с.
- [24] Шнайер Б. Прикладная криптография. Протоколы, алгоритмы, исходные тексты на языке Си = Applied Cryptography. Protocols, Algorithms and Source Code in C. – М.: Триумф, 2002. – 816 с.
- [25] Ященко В.В. Введение в криптографию. СПб.: Питер, 2001.
- [26] Токарева Н.Н. Симметричная криптография. Краткий курс.

REFERENCES

- [1] Aliyev M.F. Information security as an element of information culture *Bulletin of Adyghe state University*, 2012, 4 (108).
- [2] Askerov T.M. data Protection and information security: the textbook Under the General editorship of K. I. Kurbatova. - M.: ROS.Econ. Acad., 2001. 387 p.
- [3] Lerner V.D. distribution of Cryptographic keys to protect information in hierarchical systems *Information and control systems*, 2012, No. 5 (60)
- [4] Prokopec A. Protection of information in a distributed data storage system "Galaxy" "Open systems", No. 01, 1998
- [5] Shangin V.F., Sokolov A.V. Protection of information in distributed enterprise networks and systems, "*Administration and protection*", 2002.
- [6] W. Diffie, Hellman M. Safety and infotouriste. An introduction to cryptography. - TIER, 1976.- Т. 67.- № 3.-71-109 SS.
- [7] Forouzan B.A. Cryptography and network security: a training manual / per. s angl.; edited by A.N. Berlin. – М.: the Internet University of Information technologies: BINOM. Knowledge laboratory, 2010. – 784 p.
- [8] V.I. Nechaev Elements of cryptography (fundamentals of the theory of information protection). – М.: Higher school, 1999. – 109 p.
- [9] A.V. Babash, Sankin G. P. the History of cryptography. Part I. Moscow: Gelios ARV, 2002. – 240 p.
- [10] Borichev S.G., Goncharov V.V., Serov, R.E. foundations of modern cryptography. – М.: Hot line – Telecom, 2002. – 175 p. – (the Specialty. For higher education institutions).
- [11] Gerasimenko V.A. Protection of information in automated systems of data processing., kN. 1, 2. М.: Energoatomizdat, 1994.
- [12] the Basics of encryption ACS. Ed. by B. P. Kozlov. M: MO, 1996.
- [13] Konheim A.G. Fundamentals of cryptography. М.: Radio and communication, 1987.
- [14] Wenbo Mao. Modern cryptography. Theory and practice = Modern Cryptography: Theory and Practice. – М.: Williams, 2005. – 768 p
- [15] Mattick C. protection Mechanisms in computer networks. М.: Mir, 1993.
- [16] Melnikov V.V. Protection of information in computer systems. М.: Finance and statistics, 1997.
- [17] Construction Of A.A., Construction Of N.A. Advice B.Y. Cryptography. SPb.: "DOE", 2000.
- [18] Y. Romanets V., Timofeev P.A., Shangin V.F. Protection of information in computer systems and networks. М.: Radio and communication, 1999.
- [19] Ryabko B.Ya., Finow A.N. Basics of contemporary cryptography for specialists in information technologies. Moscow: Scientific world, 2004.
- [20] Ryabko B.Ya., Finow A.N. Cryptographic methods of information protection. – 2nd ed. – М.: Hot line – Telecom, 2013. – 229 p.
- [21] William Stallings. Cryptography and network security: principles and practice. М.; Williams, 2001.
- [22] Uhrinov L.M. Management of information security in automated systems. М.: МЭФН, 1996.
- [23] Niels Ferguson, Bruce Schneier. Practical cryptography = Practical Cryptography: Designing and Implementing Secure Cryptographic Systems. – М.: Dialectics, 2004. – 432 p.
- [24] B. Schneier Applied cryptography. Protocols, algorithms, and source code in C = Applied Cryptography. Protocols, Algorithms and Source Code in C. – М.: Triumph, 2002. – 816 p.
- [25] V.V. Yashchenko an Introduction to cryptography. SPb.: Piter, 2001.
- [26] Tokareva N.N. Symmetric cryptography. Short course.

АШЫҚ КІЛТТІ АҚПАРАТТЫ ҚОРҒАУ ҚҰРАЛДАРЫНА ТАЛДАУ ЖАСАУ

А. М. Ахметова, С. А. Нұғманова

Ақпараттық және есептеу технологиялары институты, ҚР ҒК БҒМ, Алматы, Қазақстан,
Абай атындағы Қазақ ұлттық педагогикалық университеті, Алматы, Қазақстан

Тірек сөздер: ақпараттық қауіпсіздік, ақпараттың конфиденциалдылығы, ашық кілт, құпия кілт, симметриялы кілті бар криптография.

Аннотация. Симметриялық кілтті пайдалану арқылы шифрлау мәліметтердің қауіпсіздігін сақтауға септігін тигізеді және ол басқа қолданушыға құпия ақпаратты білуге жол бермейді, сондай-ақ онымен қоса кілттерді пайдалануға болады. Бірақ басқа қолданушыға қалайша кілтті қауіпсіз жіберуге болады? Ашық кілттер криптографиясы осы мақалада қарастырылады.

Кілттерді үлестіру есебін шығару үшін ашық кілттер криптографиясын қарастыруға болады. Ашық кілтпен шифрлау деректер алгоритмі тек құпия кілтін пайдаланып қабылдамау мүмкін. Диффи-Хеллман (DH) немесе эллиптикалық қисықтағы Диффи-Хеллман (ECDH) алгоритміндегі қауіпсіз сессия кілтіне өту үшін, ортақ құпия қалыптастыру ашық кілт технологияларды пайдалануға болады. Тек өзара байланыс жасаушы тараптар бұл құпияның мәнін жасай алады, содан кейін сессия кілт ретінде пайдаланылуы мүмкін.

Әрбір үш алгоритмдердің артықшылықтары мен кемшіліктері бар, сондықтан бұл алгоритмдердің бір бірінен артықшылығы белгілі бір қолдану үшін таңдалады. Егер құпиясөздің кілттерін сақтайтын жоғалған құрылғыны ұмытылса криптографиялық кілттердің жоғалту мүмкіндігі бар. Сонымен қатар, ақпараттық шифрланған кілттерді қалпына келтіру керек болуы мүмкін. Осы себептерге байланысты, көптеген ұйымдар қайта қалпына келтіру кілттерінің жоспарларын іске асыруда. Әдетте, қысқарту негізгі пайдалануды көздейді, ашық кілт қалпына келтіру агентті пайдаланып кілттерді шифрлайды.

Поступила 15.15.2015 г.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 5, Number 303 (2015), 140 – 144

THE DUST DYNAMICS IN THE EDGE OF FUSION PLASMA

N. Kh. Bastykova¹, S. K. Kodanova¹, T. S. Ramazanov¹, S. A. Maiorov²

¹IETP, Kazakh National University named after al-Farabi, Almaty, Kazakhstan,

²General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia.

E-mail: bastykova_nuriya@physics.kz

Key words: Fusion plasma, divertor, dust particle, the charge of dust particle.

Abstract. In this work, the influence of magnetic field on the charge of dust particles, dust dynamics and lifetime in the edge of fusion plasma are studied. The magnetic field can have a significant effect on charging of dust particles in the edge plasma. Dust transport and evaporation of dust particles determine composition of the edge plasma, and, hence, its transport properties. The charges of dust particles taking into account the magnetic field were calculated. As a result of these calculations the dependence of the dust charge and fluxes of plasma particles on its surface were obtained. The evolution of dust formed on the surface of the reactor walls was studied for typical parameters of the edge plasma. The dependence of the temperature and radius of dust particles on time was determined. Based on these calculations, we obtained estimates of lifetime and paths of dust particles in the edge of fusion plasma.

ДИНАМИКА ПЫЛИНКИ В ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЕ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

Н. Х. Бастыкова¹, С. К. Коданова¹, Т. С. Рамазанов¹, С. А. Майоров²

¹НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан,

²Институт общей физики РАН, Москва, Россия

Ключевые слова: термоядерная плазма, дивертор, пылевая частица, заряд пылевой частицы.

Аннотация. В работе исследованы влияния магнитного поля на заряд пылинок, а также динамика и время жизни пылинок в пристеночной плазме термоядерного реактора. Магнитное поле может оказывать значительное влияние на процессы зарядки пылинок в пристеночной плазме. Перенос пылинок, их испарение во многом определяет состав пристеночной плазмы, и соответственно, ее транспортные характеристики. Были рассчитаны характеристики зарядки пылинок с учетом магнитного поля. В результате этих расчетов получены зависимости заряда пылинки и потоков частиц плазмы на ее поверхность. Для характерных параметров пристеночной плазмы исследовалась эволюция образовавшихся пылинок на поверхности стенки реактора. В результате этих расчетов определяются температура и радиус пылинки, как функции времени. На основе этих расчетов получены оценки времени жизни и пути пылинки пристеночной плазме термоядерного реактора.

Введение. Исследование образования и эволюции пылевых частиц в установках управляемого термоядерного синтеза стали важным направлением при реализации крупномасштабных экспериментов с термоядерной плазмой [1-4]. Поток горячей примеси из центральной области реактора на стенки может привести к поверхностным разрушениям, к испарению поверхности стенки, вследствие чего в плазму могут инжектировать твердые частицы различных форм - от неправильной формы до почти идеальных сфер. Состав частиц включает в себя материалы, используемые для пластин дивертора, первой стенки и других внутренних элементов конструкции, которыми - это графит, титан, вольфрам, бериллий, сталь.

Пылевые частицы в плазме обычно приобретают отрицательный заряд, так как скорость электронов намного превосходит скорость ионов. Среднее значение заряда, величина его флуктуаций, в основном, определяется соотношением масс ионов и электронов, их температур и размером пылинки. Кроме того, существенное влияние оказывают даже редкие столкновения ионов вблизи пылинки, как на величину заряда пылинки, так и формируя облако связанных ионов на финитных орбитах. Более подробное рассмотрение процессов зарядки без учета магнитного поля можно найти в [2, 5-7].

Магнитное поле может также оказывать значительное влияние на процессы зарядки пылинок в плазме. Учет влияния сильного магнитного поля на процессе зарядки пылевых частиц в пристеночной плазме необходим для исследования влияния пылинок на работу термоядерных реакторов. Заряд пылинок с учетом магнитного поля рассчитывался только в приближении ограниченных орбит (OML) в работах [8, 9]. В данной работе методом Монте-Карло проводился учет столкновений ионов с атомами и получены зависимости заряда пылинки и потоков частиц плазмы на нее от величины магнитного поля.

Перенос пылинок от поверхности стенки вглубь реактора, их испарение во многом определяют состав и характеристики пристеночной плазмы, и поэтому могут оказывать значительное влияние на работу реактора. Для учета миграции пылинок в реакторе решаются уравнения ее движения в заданных электрических и магнитных полях, а также уравнения баланса массы и энергии.

Процесс зарядки пылинок. На первом этапе настоящей работы рассчитывался заряд неподвижной, первоначально нейтральной пылинки бесконечно большой массы. Для расчета использовался метод частиц в ячейке, а с помощью процедуры розыгрыша столкновений методом Монте-Карло проводился учет столкновений ионов с атомами [5, 6, 9, 10]. Рассматривался куб с центром в начале системы координат, где помещалась нейтральная сферическая пылинка заданного радиуса, поглощающая заряд всех падающих на нее ионов и электронов. Начальное

распределение электронов и ионов по координатам выбиралось равновероятным в объеме куба. Распределение по скоростям соответствовало распределению Максвелла на бесконечности. В зависимости от начального расстояния до макрочастицы распределение Максвелла по модулю скорости сдвигалось на величину энергии взаимодействия с макрочастицей. Направление скорости выбиралось изотропным. Таким образом, формировалось начальное распределение без связанных частиц, которые при определенных условиях могут сильно влиять на кинетические характеристики [5, 6, 11].

Далее для электронов и ионов решались уравнения движения с учетом постоянного и однородного магнитного поля:

$$\frac{d^2 \mathbf{r}_k}{dt^2} = \frac{q_k}{m_k} (\mathbf{E}_k + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_k \times \mathbf{B}]), k = 1, 2, \dots, N_p \quad (1)$$

где, $\mathbf{E}_k = Q \mathbf{r}_k / |\mathbf{r}_k|^3$, \mathbf{r}_k - радиус вектор k -ой частицы с массой m_k , и зарядом q_k , зарядом пылинки Q , N_p - общее число ионов и электронов. Здесь радиус-вектор пылинки равен нулю и не меняется. Формула для напряженности электрического поля $\mathbf{E}_k = Q \mathbf{r}_k / |\mathbf{r}_k|^3$ соответствует точному решению для сферически симметричной функции распределения плотности заряда, когда поле на поверхности сферы определяется только суммарным зарядом внутри данной сферы согласно теореме Гаусса.

Расчеты по определению заряда пылинок проводились для следующих параметров плазмы дивертора [12]: плотности электронов и ионов равны 10^{14} см^{-3} , температура ионов 0,7 эВ и электронов 3 эВ. Были получены значения заряда для пылинок радиусом $0,5; 1; 2 \mu\text{m}$ при различных значениях магнитного поля $B = (10-10^5) \text{ Гс}$. На рисунке 1 показаны зависимости от времени заряда пылевой частицы с радиусом $0,5 \mu\text{m}$, первоначально нейтральной, полученные методом частиц в ячейке и рассчитанные по теории OML.

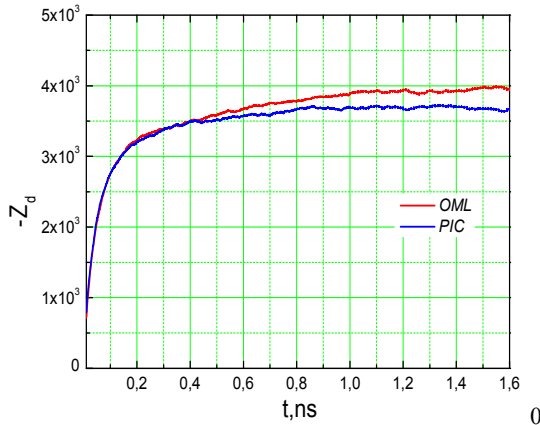


Рисунок 1 – Заряд пылинки в зависимости от времени (нс)

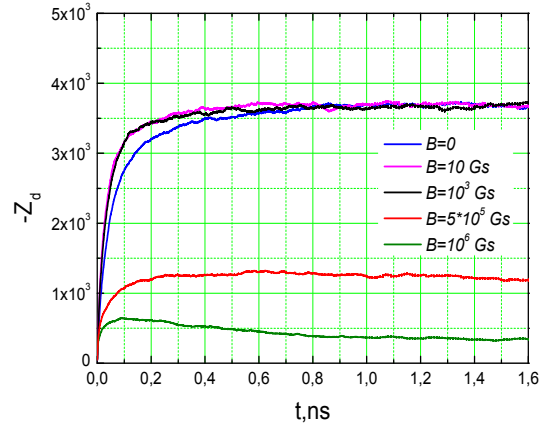


Рисунок 2 – Заряд пылинки в зависимости от времени (нс) при различных значениях магнитного поля

На рисунке 2 приведены распределения заряда пылевой частицы в зависимости от времени при различных значениях магнитного поля. В плазме без магнитного поля большая часть электронов отражается от кулоновского барьера пылинки, и только малая часть быстрых электронов могут достигать пылинки. А ионы наоборот, притягиваются пылинкой и сечение столкновений становится много больше, чем геометрическое сечение пылинки πa^2 .

В работе [8] исследовано влияние магнитного поля на заряд пылинки в приближении OML теории. Было получено, что влияние на заряд пылинки начинается с некоторого критического значения магнитного поля $B_{cr}^e (kG) a (\mu\text{m}) > 41.37 \sqrt{T_e (eV) / 3 (eV)}$. В данной работе для параметров плазмы дивертора и пылинки с радиусом $a = 0.5 \mu\text{m}$ значение критического магнитного поля равна $B_{cr}^e = 8.5 \cdot 10^4 \text{ Г}$.

Магнитное поле влияет на процесс зарядки пылинки в первую очередь за счет замагничивания электронов. В слабом магнитном поле $B < B_{cr}^{dr}$, когда гирорадиус электрона больше размера пылинки, это влияние очень мало. При увеличении магнитного поля до значений, когда гирорадиус электрона равен радиусу захвата электронов пылевой частицей, картина меняется. Электроны движутся только вдоль магнитных силовых линий и могут достигать пылинки только, если магнитная силовая линия пересекает ее поверхность. Но электроны с низкой энергии, как и раньше, в случае без магнитного поля, отражаются кулоновским барьером пылинки в обратном направлении.

Баланс энергии для пылевой частицы в плазме. Пылевая частица, находящаяся в плазме, подвергается воздействию потоков ионов, электронов, атомов и радиации. Кинетическая энергия падающих электронов и ионов, а также энергия их рекомбинации на поверхности пылинки вносят свой вклад в нагрев частицы. Кроме того, на поверхности происходит тепловыделение при осаждении, экзотермические реакции, рекомбинация диссоциированных молекул и т.д. (более подробное описание модели см. [3, 4]).

В модели настоящей работы учитывается нагрев за счет потоков электронов и ионов, их рекомбинации на поверхности и охлаждение за счет радиационного излучения и испарения. Каждое поглощение ионов на пылинке приводит к образованию атома, и энергия, выделяемая в этом случае, равна потенциалу ионизации атома газа. Потеря энергии в виде излучения учитывалась в соответствии с законом излучения черного тела с учетом поправки из теории Ми. При повышении температуры пылинки могут происходить фазовые переходы вещества пылинки. В проведенных расчетах она переходит вначале из твердого состояния в жидкое, а затем, при достижении температуры кипения, интенсивно теряет массу за счет испарения. Во время фазового перехода температура остается постоянной.

Были проведены расчеты процесса нагрева первоначально холодной пылинки в однородной дейтериевой плазме вблизи стенки дивертора. Для расчета выбраны следующие параметры [12]: $T_e = 3.0 eV$, $T_i = 0.7 eV$, $T_a = 0.2 eV$, $n_e = n_i = n_a = 2 \times 10^{14} cm^{-3}$, начальная температура пылинки $T_{d0} = 1000 K$, радиус $R_{d0} = 0.5 \mu m$.

На рисунке 3 приведены зависимости температуры и радиуса пылинки от времени. На рисунке 3 виден фазовый переход из твердого в жидкое состояние при температуре плавления материала пылинки $T_{melting} = 3695 K$. В первые $20 \mu s$ температура пылинки растет до значения $3695 K$, потом в интервале времени и от $20 \mu s$ до $100 \mu s$ температура не меняется, так как поступающая энергия затрачивается на процесс плавления пылинки. После перехода в жидкое состояние температура начинает быстро расти до начала кипения пылинки при $T_{vaporation} = 4850 K$. В процессе кипения пылинка начинает усиленно терять массу, ее радиус уменьшается до нуля при $3000 \mu s$.

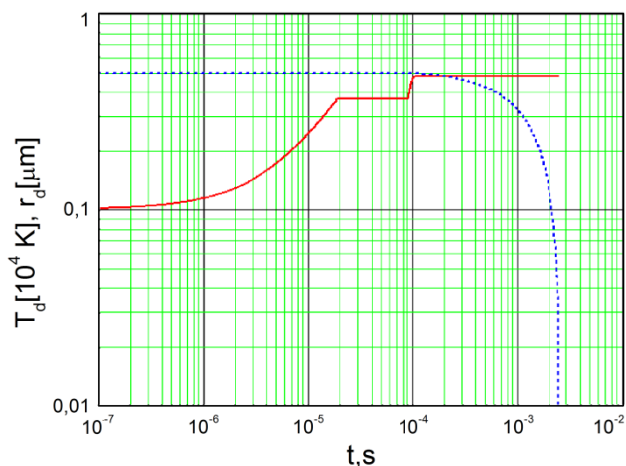


Рисунок 3 – Изменение температуры (сплошная линия) и радиуса (пунктирная линия) пылинки при ее нагреве

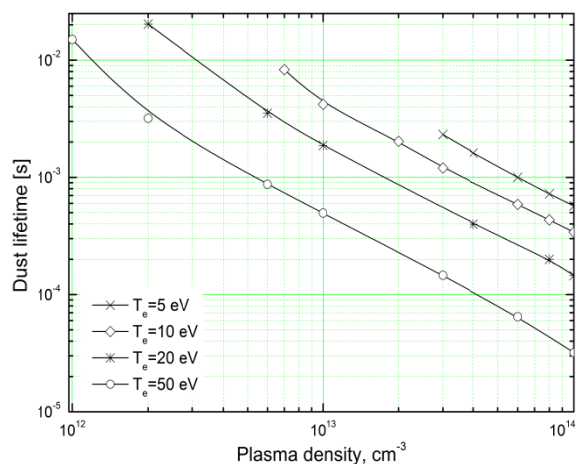


Рисунок 4 – Время жизни пылинки в однородной дейтериевой плазме

На рисунке 4 показаны зависимости время жизни пылинки в дейтериевой плазме от плотности при различных значениях температуры электронов. Видно, что с ростом температуры электронов время жизни пылинки уменьшается и анализ показывает, что основной причиной является увеличение заряда пылинки.

Заключение. В работе исследовано влияние магнитного поля на заряд пылинок, динамика и время жизни пылинки в пристеночной плазме дивертора. На основе методов частиц в ячейке и Монте Карло построена вычислительная модель и выполнены расчеты зависимости заряда пылинки и потоков частиц плазмы на ее поверхность от времени. Показано, что сильное магнитное поле оказывает значительное влияние на процесс зарядки пылинок в плазме дивертора.

Построена вычислительная модель для описания нагрева и испарения пылинки в плазме, выполнены расчеты, которые позволяют оценить время жизни и путь пылинки в пристеночной плазме дивертора.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Республики Казахстан в рамках гранта 3112/ГФ4 2015(ЭП-6) и Российского фонда фундаментальных исследований - грант 14-02-00779.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] V.N. Tsytoich and J. Winter // *Phys.-Usp.* - 1998. - №41. – P. 815.
- [2] V.E. Fortov, A.G. Khrapak, S.A. Khrapak, V.I. Molotkov, and O.F. Petrov // *Phys. Usp.* - 2004. - №47. – P. 447.
- [3] A. Yu. Pigarov, S. I. Krasheninnikov and et al. // *Physics of Plasmas*. - 2005. - №12. – P. 122508.
- [4] L. Vignitchouk, P. Tolias and S. Ratynskaia // *Plasma Phys. Control. Fusion*. - 2014. - №56. – P. 095005.
- [5] S.A. Maiorov, S.V. Vladimirov, and N.F. Cramer // *Plasma Physics Reports*. - 2002. - №28. – P. 946.
- [6] S.A. Maiorov // *Plasma Physics Reports*. - 2005. - №31. – P. 749.
- [7] T.S. Ramazanov, S.K. Kodanova et al., // *Eur. Phys. Letters*. - 2011. - №96. – P. 45004.
- [8] V. N. Tsytoich, N. Sato, G.E. Morfill // *New Journal of Phys.* - 2003. - №5. – P. 43.1-43.9.
- [9] Y. Tomita, G. Kawamura, T. Yamada, O. Ishihara // *J. Plasma Fusion Ser.* - 2009. - №8. – P. 273-276.
- [10] S.A. Maiorov // *Plasma Physics Reports*. - 2006. - №32. – P. 802.
- [11] S.A. Maiorov, B.A. Klumov // *Bulletin of the Lebedev Phys. Inst.* - 2013. - №40. – P. 285.
- [12] F. Taccogna, R. Schneider, K. Matyash, S.Longo, M. Capitelli, D. Tshhakaya // *Contrib. Plasma Phys.* - 2008. - №48. – P. 147-152.

REFERENCES

- [1] V.N. Tsytoich and J. Winter *Phys.-Usp.*, **1998**, 41, 815 (in Eng.).
- [2] V.E. Fortov, A.G. Khrapak, S.A. Khrapak, V.I. Molotkov, and O.F. Petrov *Phys. Usp.*, **2004**, 47, 447 (in Eng.).
- [3] A. Yu. Pigarov, S. I. Krasheninnikov and et al. *Physics of Plasmas* **2005**, 12, 122508 (in Eng.).
- [4] L. Vignitchouk, P. Tolias and S. Ratynskaia *Plasma Phys. Control. Fusion*, **2014**, 56, 095005 (in Eng.).
- [5] S.A. Maiorov, S.V. Vladimirov, and N.F. Cramer *Plasma Physics Reports* **2002**, 28, 946 (in Eng.).
- [6] S.A. Maiorov *Plasma Physics Reports* **2005**, 31, 749 (in Eng.).
- [7] T.S. Ramazanov, S.K. Kodanova et al. *Eur. Phys. Letters* **2011**, 96, 45004 (in Eng.).
- [8] V. N. Tsytoich, N. Sato, G.E. Morfill *New Journal of Phys.* **2003**, 5, 43.1-43.9 (in Eng.).
- [9] Y. Tomita, G. Kawamura, T. Yamada, O. Ishihara *J. Plasma Fusion Ser.* **2009**, 8, 273-276 (in Eng.).
- [10] S.A. Maiorov *Plasma Physics Reports* **2006**, 32, 802 (in Eng.).
- [11] S.A. Maiorov, B.A. Klumov *Bulletin of the Lebedev Phys. Inst.* **2013**, 40, 285 (in Eng.).
- [12] F. Taccogna, R. Schneider, K. Matyash, S.Longo, M. Capitelli, D. Tshhakaya *Contrib. Plasma Phys.* **2008**, 48, 147-152 (in Eng.).

ТЕРМОЯДРОЛЫҚ РЕАКТОРДЫҢ ҚАБЫРҒАЛЫҚ ПЛАЗМАСЫНДА ТОЗАНДЫ БӨЛШЕКТИҢ ДИНАМИКАСЫ

Н. Х. Бастықова, С. К. Коданова, Т. С. Рамазанов, С. А. Майоров

Тірек сөздер: термоядролық плазма, дивертор, тозанды бөлшек, тозанды бөлшектің заряды.

Аннотация. Жұмыста тозанды бөлшектің зарядына магнит өрісінің әсері, сондай-ақ термоядролық реактор қабырғасы маңындағы плазмада тозанды бөлшектің динамикасы мен өмір сүру ұзақтығы зерттелінді. Қабырғалық плазмада магнит өрісі тозанды бөлшектің зарядталу процесіне елеулі әсер етуі мүмкін. Тозанды бөлшектердің қозғалысы, олардың булануы, негізінен, плазма құрамын, және тиісінше оның транспорттық қасиеттерін анықтайды. Магнит өрісінің әсерін ескере отырып тозанды бөлшектің зарядының сипаттамалары есептелген. Осы есептеулер нәтижесінде тозанды бөлшектің заряды және оның бетіндегі плазма бөлшектерінің ағыны алынды. Қабырғааралық плазмасының типтік параметрлері үшін реактор қабырғасында пайда болатын тозанды бөлшектің эволюциясы зерттелді. Бұл есептеулер нәтижесінде уақыт бойынша тозанды бөлшектің температурасы мен радиусының таралулары анықталды. Осы есептеулер негізінде, термоядролық реактордың қабырғалық плазмада тозанды бөлшектің өмір сүру ұзақтығы мен жүрілген жолы бағаланды.

Поступила 15.15.2015 г.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 5, Number 303 (2015), 145 – 150

**CORRELATION OF SPHERICITY AND ENERGY,
TRANSFERRED TO CHARGED MESONS,
IN ANTI-PROTON-PROTON INTERACTIONS AT 32 GeV/c**

E. G. Boos, T. Temiraliyev, M. Izbasarov, V. V. Samoilo, R. A. Tursunov, A. I. Fedosimova

Institute of Physics and Technology, Almaty, Kazakhstan

Key words: antiproton-proton interaction, meson, correlation, sphericity.

Abstract. In antiproton-proton interactions at 32 GeV/c it is established, that at the same number of mesons in final state meson sphericity in non-annihilation antiproton-proton reactions is higher, than in $\bar{p}p$ -annihilation channel, which is the new feature of meson generation mechanism

УДК 539.12

**КОРРЕЛЯЦИЯ СФЕРИЧНОСТИ СОБЫТИЙ С ЭНЕРГИЕЙ,
ПЕРЕДАННОЙ ЗАРЯЖЕННЫМ МЕЗОНАМ,
В АНТИПРОТОН-ПРОТОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 32 ГэВ/с**

Э. Г. Боос, Т. Темиралиев, М. Избасаров, В. В. Самойлов, Р. А. Турсунов, А. И. Федосимова

Физико-технический институт, Алматы, Казахстан

Ключевые слова: антипротон-протонное взаимодействие, мезон, корреляция, сферичности.

Аннотация. В антипротон-протонных взаимодействиях при 32 ГэВ/с установлено, что при одинаковом числе мезонов в конечном состоянии сферичности мезонов в неаннигиляционных антипротон-протонных реакциях выше, чем в канале $\bar{p}p$ -аннигиляции, что является новой особенностью в механизме генерации мезонов.

В работе анализируются данные о неупругих антипротон-протонных взаимодействиях, зарегистрированных в французской водородной пузырьковой камере «Мирабель», при облучении антипротонным пучком с импульсом 32 ГэВ/с на Серпуховском ускорителе У-70 (г. Серпухов, Россия).

Множественное рождение частиц в ядерных взаимодействиях обусловлено различными механизмами генерации частиц. Наличие многих механизмов образования частиц приводят в индивидуальных событиях к разным угловым распределениям.

Исследование корреляции сферичности событий с энергией, переданной заряженным мезонам, представляет интерес при изучении динамики механизма адронизации кварков в неупругих взаимодействиях.

Вычисление переменной сферичности проводилось путем диагонализации матрицы, составленной из компонентов импульсов вторичных заряженных частиц в системе центра масс

$$M_{\alpha\beta} = \sum_{i=1}^n p_{i\alpha} p_{i\beta}, \quad \alpha, \beta = x, y, z,$$

где n – число заряженных мезонов в событии.

Если диагональные элементы этой матрицы обозначить Q_1, Q_2 и Q_3 и расположить их в порядке возрастания этих величин $Q_1 < Q_2 < Q_3$, то значение сферисити [1-4] для данного события можно определить следующим образом:

$$S = 3/2 \frac{Q_1 + Q_2}{Q_1 + Q_2 + Q_3} .$$

Диагональным элементам Q_1, Q_2 и Q_3 матрицы соответствуют единичные вектора $\bar{n}_1, \bar{n}_2, \bar{n}_3$, задающие направления «главных осей» в событии. Вектор \bar{n}_3 определяет направление наибольшей вытянутости события в импульсном пространстве. Геометрически диагональные элементы матрицы Q_1, Q_2 и Q_3 являются главными осями эллипсоида вращения, а векторы $\bar{n}_1, \bar{n}_2, \bar{n}_3$ задают направление этих осей.

В современном представлении конечные адронные состояния возникают в результате адронизации кварковых объектов, входящих в состав взаимодействующих частиц. В этой связи сравнение сферисити событий в различных каналах антипротон-протонных взаимодействий представляет интерес.

По разработанной ранее методике [5] были выделены следующие каналы неупругих реакций:

$$\bar{p}p \rightarrow m(\pi^+\pi^+) + x^0 \quad (1)$$

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n + m(\pi^+\pi) + x^0 \quad (2)$$

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p + m(\pi^+\pi) + x^0 \quad (3)$$

$$\bar{p}p \rightarrow n\tilde{p}\pi^+ + m(\pi^+\pi^-) + x^0 \quad (4)$$

$$\bar{p}p \rightarrow \tilde{n}r\pi^- + m(\pi^+\pi^-) + x^0 \quad (5)$$

где m – число $\pi^+\pi^-$ пар и x^0 – вклад нейтральных частиц.

На рисунках 1 и 2 приведены двумерные корреляции суммарной энергии E^* , выделенной пионам, и соответствующих значений сферисити S , а также представлены одномерные дифференциальные распределения этих величин для групп событий с множественностью $n \geq 4$, $n \geq 6$, $n \geq 8$, соответственно для реакции антипротон-протонной аннигиляции и для реакции перезарядки протона и антипротона.

В реакциях (1) и (2) не наблюдается линейная корреляция между сферисити S и энергией уносимой мезонами, тем не менее наблюдаются преимущественно большие значения сферисити при больших значениях E^* . Максимум распределений S и само распределения смещаются в строку больших значений S с ростом числа рожденных мезонов.

Количество событий N , множественность n , количество зараженных мезонов n_π , среднее значение $\langle S \rangle$, $\langle E^* \rangle$ и дисперсии σ_S^2, σ_E^2 приведены в таблице 1.

На рисунке 3 представлены корреляции E^* и сферисити S для трех групп множественностей и одномерные распределения по S и E^* для реакции $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}pm(\pi^+\pi^-)x^0$.

Из сравнения распределений S и E^* в аннигиляционном канале (1) и в каналах (2), (3) и их средних значений вытекает, что экспериментальные данные отличаются, но среднее значение сферисити $\langle S \rangle$ и E^* имеют тенденцию к росту с увеличением числа частиц в конечном состоянии. В канале с перезарядкой соударяющихся частиц среднее значение сферисити выше, чем в канале аннигиляции во всех трех группах событий.

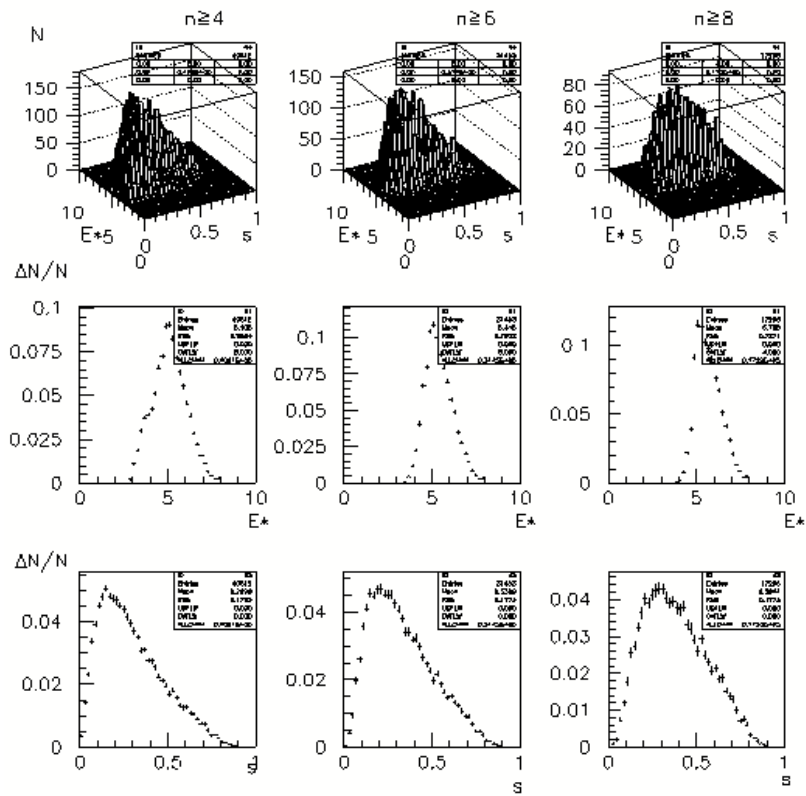


Рисунок 1 – Реакция антипротон-протонной аннигиляции $\bar{p}p \rightarrow n(\pi^+\pi^-)x^0$ при 32 ГэВ/с

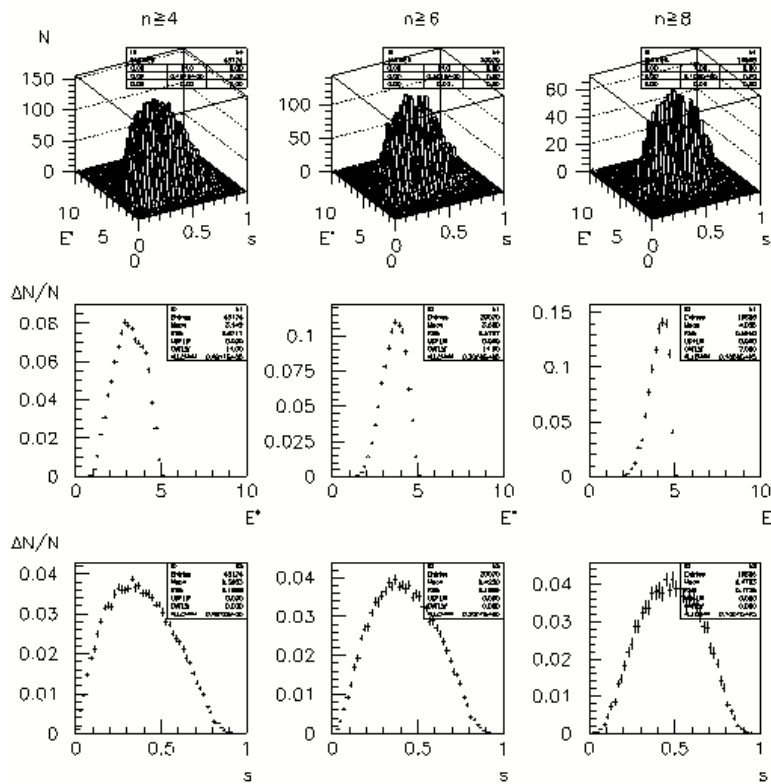


Рисунок 2 – Реакция перезарядки протона и антипротона $\bar{p}p \rightarrow n\bar{n}n(\pi^+\pi^-)x^0$ при 32 ГэВ/с

Таблица 1 – Среднее значение $\langle S \rangle$, $\langle E^* \rangle$ и дисперсия σ_S, σ_{E^*} при 32 ГэВ/с

Реакция	Параметры						
	n	n_π	N	$\langle S \rangle$	σ_S^2	$\langle E_{\pi^\pm}^* \rangle$, ГэВ	$\sigma_{E_{\pi^\pm}^*}^2$
$\bar{p}p \rightarrow m(\pi^+\pi^-)x^0$	≥ 4	≥ 4	40612	0.300±0.003	0.179	5.108±0.051	0.958
	≥ 6	≥ 6	31453	0.331±0.004	0.177	5.415±0.061	0.793
	≥ 8	≥ 8	17296	0.384±0.006	0.177	5.708±0.009	0.727
$\bar{p}p \rightarrow \bar{n}nm(\pi^+\pi^-)x^0$	≥ 4	≥ 4	48124	0.385±0.004	0.187	3.142±0.028	0.871
	≥ 6	≥ 6	30070	0.423±0.005	0.180	3.600±0.041	0.679
	≥ 8	≥ 8	10566	0.478±0.009	0.173	4.035±0.078	0.556
$\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p + m(\pi^+\pi^-) + x^0$	≥ 4	≥ 2	27196	0.235±0,003	0.193	1.855±0,022	0.917
	≥ 6	≥ 4	10828	0.348±0,007	0.187	2.581±0,050	0.818
	≥ 8	≥ 6	3388	0.425±0,014	0.177	3.184±0,101	0.756
$\bar{p}p \rightarrow \bar{p}n\pi^+m(\pi^+\pi^-) + x^0$	≥ 4	≥ 3	21521	0.314±0,004	0.192	2.536±0,034	0.951
	≥ 6	≥ 5	9626	0.386±0,008	0.184	3.115±0,064	0.844
	≥ 8	≥ 7	2295	0.448±0,018	0.178	3.708±0,145	0.804
$\bar{p}p \rightarrow \bar{p}\bar{n}\pi^- + m(\pi^+\pi^-) + x^0$	≥ 4	≥ 3	20155	0.315±0,004	0.191	2.762±0,039	1.090
	≥ 6	≥ 5	10074	0.382±0,008	0.185	3.387±0,068	0.938
	≥ 8	≥ 7	3430	0.468±0,016	0.173	3.905±0,134	0.820

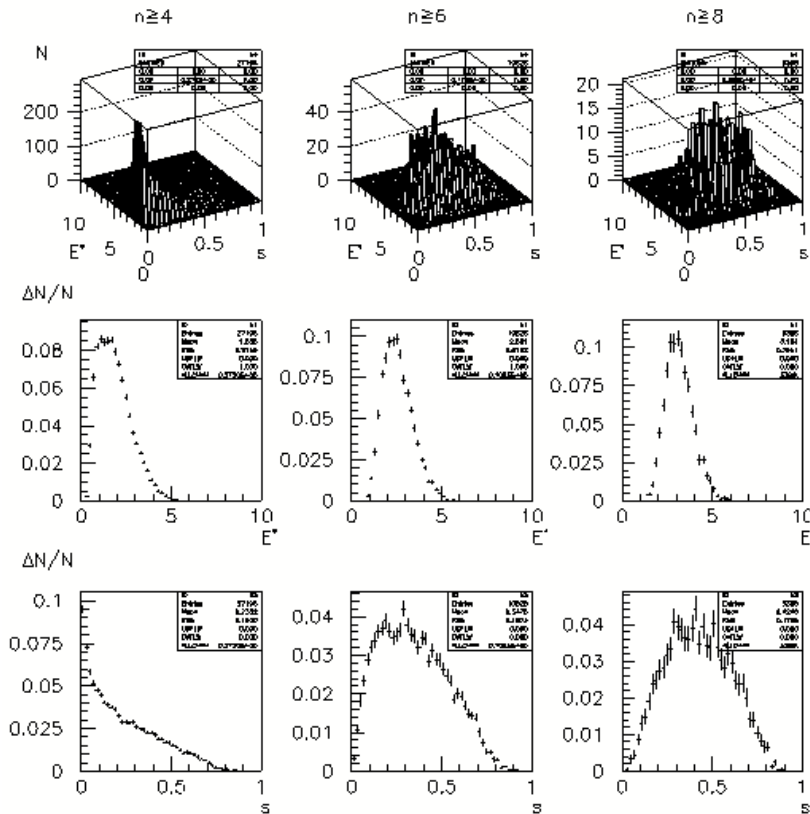


Рисунок 3 – Реакция $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p m(\pi^+\pi^-)x^0$ при 32 ГэВ/с

На рисунках 4 и 5 приведены зависимости суммарной энергии E^* , выделенной пионом, от сферисити S, а также представлены одномерные распределения по S и E^* для реакции $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}n\pi^+m(\pi^+\pi^-)x^0$ и $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}\bar{n}\pi^- + m(\pi^+\pi^-) + x^0$ для трех групп событий с множественностью $n \geq 4, n \geq 6, n \geq 8$.

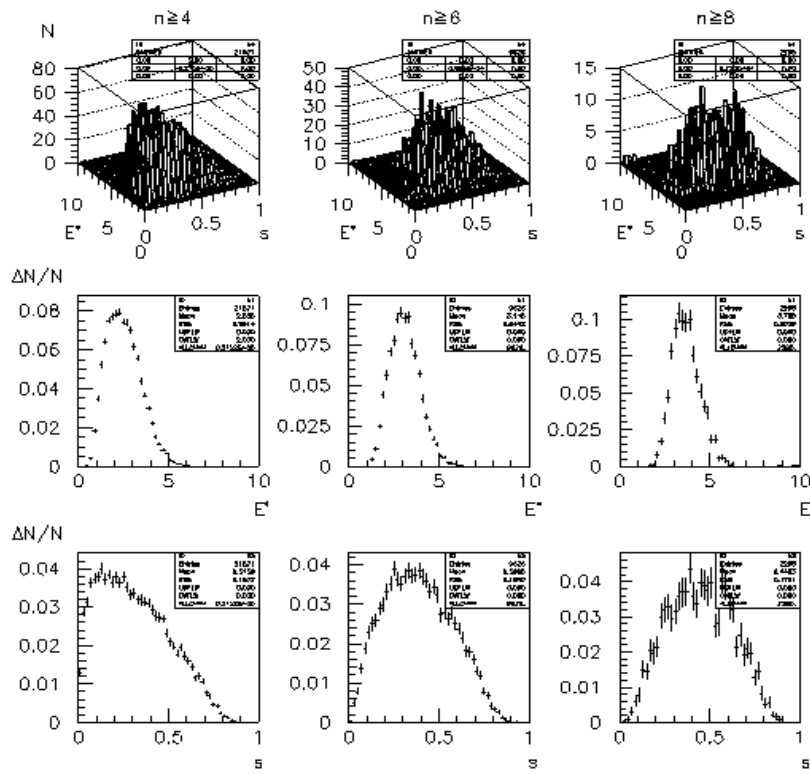


Рисунок 4 – Реакция перезарядки протона $\bar{p}p \rightarrow n\bar{p}\pi^+ m(\pi^+\pi^-)x^0$ при 32 ГэВ/с

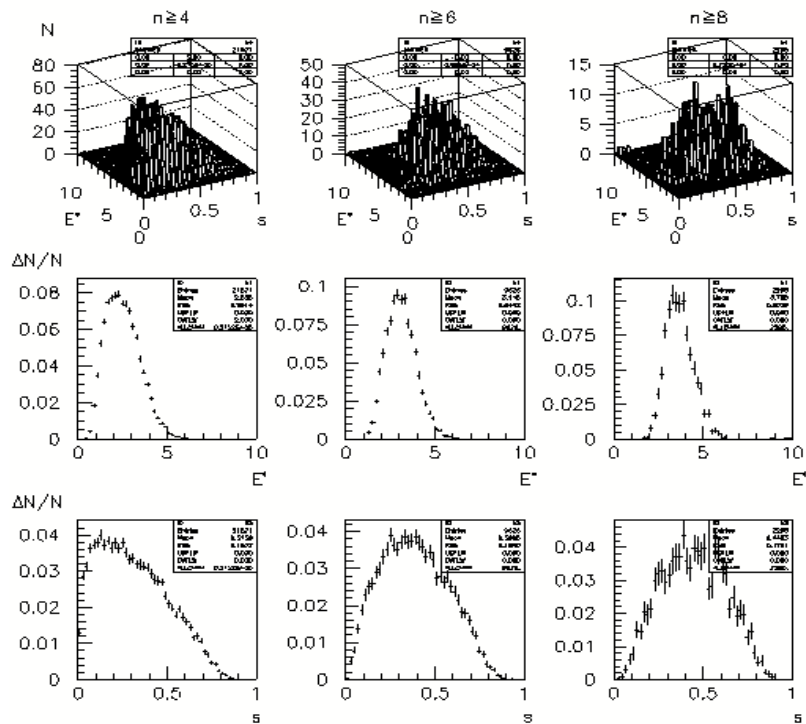


Рисунок 5 – Реакция перезарядки антипротона $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}p\pi^- m(\pi^+\pi^-) + x^0$ при 32 ГэВ/с

Распределения по переменной S и E^* в реакции перезарядки протона $\bar{p}p \rightarrow n\bar{p}\pi^+m(\pi^+\pi^-)x^0$ и в реакции перезарядки антипротона $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}r\pi^-m(\pi^+\pi^-) + x^0$ примерно одинаковы, а среднее значение величины S в соответствующих группах совпадает в пределах двукратной статистической ошибки.

Совпадение данных в этих реакциях объясняется тем, что внутренняя структура протонов в рамках изотопической инвариантности должна сохраняться и для антипротонов, так как валентные антикварки в антипротоне ($\tilde{u}\tilde{u}\tilde{d}$) в отношении к морским кваркам и антиглюонам повторяют те же закономерности, которые обнаружены для протонов.

Из сравнения данных неупругих антипротон-протонных взаимодействий можно сделать заключение, что при одинаковом числе мезонов в конечном состоянии сферисити мезонов в неаннигиляционных антипротон-протонных реакциях выше, чем в канале $\bar{p}p$ -аннигиляции. Отличительные результаты (новые особенности) в механизме генерации мезонов в антипротон-протонных взаимодействиях имеют важное значение при создании теоретических моделей, описывающих множественные процессы во взаимодействиях адронов с нуклонами при высоких энергиях.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Bjorken J.D., Brodsky S.J., // Phys. Rev.D1, p. 1416, 1970.
- [2] Hanson G. et. al. // Phys. Rev. lett. 35, p. 1609, 1975.
- [3] Мурзин В.С., Сарычева Л.И. // В кн. «Взаимодействия адронов высоких энергий», изд. «Наука», Москва, 1983.
- [4] Гришин В.Г. // Ядерная физика – 1983, т.37, стр. 915.
- [5] Боос Э.Г., Темиралиев Т., Самойлов В.В., // Изв. НАН РК. сер. физ.-мат., 2008, № 2, стр. 86.

REFERENCES

- [1] Bjorken J.D., Brodsky S.J., // Phys. Rev.D1, p. 1416, 1970.
- [2] Hanson G. et. al. // Phys. Rev. lett. 35, p. 1609, 1975.
- [3] Murzin V.S., Sarycheva L.I. // V kn. «Vzaimodejstvija adronov vysokih jenergij», izd. «Nauka», Moskva, 1983.
- [4] Grishin V.G. // Jadernaja fizika – 1983, t.37, str. 915.
- [5] Boos Je.G., Temiraliev T., Samojlov V.V., // Izv. NAN RK. ser. fiz.-mat., 2008, № 2, str. 86.

ИМПУЛЬСИ 32 ГэВ/с АНТИПРОТОН-ПРОТОНДЫҚ ӘРЕКЕТТЕСТІКТЕРДЕ ОҚИҒА СФЕРИСИТАСЫНЫҢ ЗАРЯДТАЛҒАН МЕЗОНДАРҒА БЕРІЛГЕН ЭНЕРГИЯМЕН КОРРЕЛЯЦИЯСЫ

Э. Г. Боос, Т. Темиралиев, М. Избасаров, В. В. Самойлов, Р. А. Турсунов, А. И. Федосимова

Физика-техникалық институты, Алматы, Қазақстан

Тірек сөздер: антипротон-протон әрекеттестігі, мезон, корреляция, сферисити.

Аннотация. Импульсі 32 ГэВ/с антипротон-протондық әрекеттестіктерде түпкі күйінде мезондар саны бірдей болған кезде мезондардың сфериситасы $\bar{p}p$ аннигиляция арнасына қарағанда, аннигиляциялық емес антипротон-протондық реакцияда жоғары екендігі көрсетілген, ол мезондардың пайда болу механизмінде жаңа ерекшелік болып есептелінеді.

Поступила 15.15.2015 г.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 5, Number 303 (2015), 151 – 158

**CORRESPONDENCE OF THE KERR
AND HARTLE-THORNE METRICS****K. A. Boshkayev^{1,2}, Sh. S. Suleymanova¹, Ye. K. Aimuratov^{1,2},
B. A. Zhami¹, S. Toktarbay¹, A. S. Taukenova¹, Zh. A. Kalymova¹**¹IETP, Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan,²ICRANet, Piazza della Repubblica 10, Pescara, I-65122, Italy.

E-mail: kuantay@mail.ru

Key words: Einstein's equations, exact solutions, approximate solutions, the Kerr metric, the Hartle-Thorne metric.

Abstract. In this work we consider the procedure of comparison the exterior solutions of the Einstein gravitational field equations such as the approximate Hartle-Thorne solution and the exact Kerr solution. To this end, the Kerr metric in the Boyer-Lindquist coordinates was expanded in the Taylor series accurate within the quadratic terms in the rotation parameter, and thereby was presented in the approximate form. Furthermore, the coordinate transformations with a given accuracy, which link the approximate Kerr and Hartle-Thorne solutions were found using the methods of the perturbation theory. Despite the fact that the quadrupole moment implicitly enters into the Kerr metric, it was shown that one can express it via the angular momentum and the total mass of the source of the gravitational field. Thus, it was demonstrated that the physical quantities contained in the Hartle-Thorne solution such as the total mass, angular momentum and quadrupole moment directly connected to the total mass and the rotation parameter of the Kerr solution. The coordinate transformations obtained here can be used to write the Hartle-Thorne metric in the Boyer-Lindquist coordinates, and in turn it is equivalent to the approximate Kerr solution with the quadrupole parameter. From the practical standpoint, the approximate Kerr solution with the quadrupole parameter has wider application for the description of the geometry around real objects, because in the absence of the quadrupole momentum the solution reduces to the initial approximate Kerr solution within the accuracy up to the second order terms in the rotation parameter. The present theoretical study is pure review and methodological in nature. Nevertheless, the results can find their direct application in celestial mechanics, X-ray astronomy and astrophysics for studying the motion of celestial bodies in the field of slowly rotating and slightly deformed sources of the gravitational field.

СООТВЕТСТВИЕ МЕТРИК КЕРРА И ХАРТЛА-ТОРНА**К. А. Бошкаев^{1,2}, Ш. С. Сулейманова¹, Е. К. Аймуратов^{1,2},
Б. А. Жами¹, С. Токтарбай¹, А. С. Таукенова¹, Ж. А. Калымова¹**¹НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан,²ICRANet, Piazza della Repubblica 10, Pescara, I-65122, Italy

Ключевые слова: уравнения Эйнштейна, точные решения, приближенные решения, метрика Керра, метрика Хартла-Торна.

Аннотация. В работе рассматривается процедура сопоставления внешних решений уравнений гравитационного поля Эйнштейна, таких как приближённое решение Хартла-Торна и точное решение Керра. Для целей сопоставления, метрика Керра была разложена в ряд Тейлора в координатах Бойера-Линдквиста с точностью до квадратичных членов по параметру вращения, и тем самым, представлена в приближенном виде. Далее с помощью методов теории возмущения были найдены координатные преобразования заданной точности, связывающие приближённые решения Керра и Хартла-Торна. Несмотря на то, что в метрику Керра

квадрупольный момент входит неявно, было показано, что его можно выразить через угловой момент и полную массу источника гравитационного поля. Таким образом, было продемонстрировано, что физические величины, входящие в решение Хартла-Торна, такие как полная масса, угловой момент и квадрупольный момент непосредственно связаны с полной массой и параметром вращения в решении Керра. Координатные преобразования, полученные здесь, могут быть использованы для написания метрики Хартла-Торна в координатах Бойера-Линдквиста, что свою очередь эквивалентно приближенному решению Керра с квадрупольным параметром. С практической стороны, приближенное решение Керра с квадрупольным параметром имеет более широкое прикладное применение для описания геометрии вокруг реальных объектов, так как при отсутствии квадрупольного момента решение сводится к исходному приближенному решению Керра с точностью до второго порядка по параметру вращения. Данное теоретическое исследование носит чисто обзорный и методический характер. Тем не менее, ее результаты могут найти свое непосредственное применение в небесной механике, в рентгеновской астрономии и астрофизике для изучения движения небесных тел в поле медленно вращающихся и слегка деформированных источников гравитационных полей.

Введение. Метрика Керра является точным вакуумным решением уравнений гравитационного поля Эйнштейна в общей теории относительности, описывающая геометрию вокруг вращающихся незаряженных тел, тем самым обобщает метрику Шварцшильда с учетом параметра вращения [1]. Решение Керра – единственное известное точное решение, которое может служить для описания стационарного осесимметричного асимптотически-плоского поля вне массивного вращающегося объекта с двумя основными параметрами, такими как масса и параметр Керра (параметр вращения). Согласно научному консенсусу, решение Керра является, по-видимому, единственно возможным внешним решением для вращающихся черных дыр [2]. Следует отметить, что существует также метрика Керра-Ньюмена, для вращающихся, но заряженных черных дыр, которая при отсутствии заряда переходит в метрику Керра [3, 4]. Из метрики Керра следует, что около половины массы черной дыры теоретически может быть извлечено в виде энергии вращения [5]. Этот вывод имеет существенное значение для моделей квазаров и активных ядер галактик, в которых черные дыры рассматриваются в качестве центрального источника всех видов излучения [5]. Однако, до сих пор не удалось найти внутреннее решение Керра даже в приближенном виде [6]. Данный факт показывает, что метрика Керра может применяться только для ограниченного класса астрофизических объектов, и оно не подходит для описания внешнего поля вращающихся реальных объектов [6].

Решение Хартла-Торна, часто применяемое в литературе для описания геометрии вокруг медленно вращающихся и слегка деформированных объектов в сильных гравитационных полях, характеризуется тремя мультипольными моментами, такими как полная масса, угловой момент, и квадрупольный момент [7, 8]. Эти параметры, в свою очередь, позволяют описать реальные астрофизические объекты от планетаподобных небесных тел вплоть до нейтронных звезд [9, 10]. Одной из наиболее важных характеристик этого семейства решений является то, что соответствующие уравнения состояния были построены с использованием реалистичных моделей внутренней структуры релятивистских звезд. Полуаналитические и численные обобщения метрики Хартла-Торна с более сложными уравнениями состояния были предложены различными авторами [11]. Наиболее полный обзор этих решений приведен в [12]. Во всех этих случаях, однако, предполагается, что мультипольные (квадрупольные и октупольные) моменты относительно невелики и вращение медленное.

Целью статьи является сопоставление метрики Хартла-Торна, являющейся приближенным решением уравнений Эйнштейна, с приближенной метрикой Керра.

Структура статьи организована следующим образом: сначала мы рассмотрим внешнее решение Хартла-Торна и кратко прокомментируем его наиболее важные свойства. После этого представим метрику Керра в координатах Бойера-Линдквиста, а также введем ряд новых координат, которые дают возможность сравнить эти две метрики. Кроме того, мы найдем в явном виде преобразование координат, устанавливающее связь между метриками Керра и Хартла-Торна. В статье используется геометрическая система единиц, т.е. гравитационная постоянная и скорость света равны единице $G = c = 1$. При необходимости восстановления значения G и c , в тексте об этом будет упомянуто.

Метрика Хартла-Торна. С учётом поправок второго порядка малости по угловой скорости, структура компактных объектов может быть приближённо описана с помощью полной массы, углового момента и квадрупольного момента. Важным следствием этого приближения является то, что уравнения равновесия сводятся к системе обыкновенных дифференциальных уравнений. Хартл и Торн [7, 8] исследовали гравитационное поле вращающихся звёзд в приближении медленного вращения. Этот формализм можно применить к большинству компактных объектов, в том числе и к пульсарам с миллисекундными периодами вращения.

Дополнительным свойством этого формализма является то, что он может быть использован для сшивания внутренней метрики с приближённой внешней метрикой. В связи с этим, стоит отметить, что проблема сшивания внутренних и внешних решений подразумевает многие математические и физические трудности [12], в том числе вычисление метрических функций и координат на поверхности сшивания, а также физическое поведение таких внутренних параметров, как давление и плотность распределения вещества.

Внешнее решение Хартла-Торна. Метрика Хартла-Торна в координатах (t, R, Θ, φ) , описывающая внешнее поле медленно вращающегося и слегка деформированного объекта имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
 ds^2 = & \left(1 - \frac{2M}{R}\right) \left[1 + 2k_1 P_2(\cos \Theta) + 2\left(1 - \frac{2M}{R}\right)^{-1} \frac{J^2}{R^4} (2\cos^2 \Theta - 1)\right] dt^2 \\
 & - \left(1 - \frac{2M}{R}\right)^{-1} \left[1 - 2k_2 P_2(\cos \Theta) - 2\left(1 - \frac{2M}{R}\right)^{-1} \frac{J^2}{R^4}\right] dR^2 \\
 & - R^2 [1 - 2k_3 P_2(\cos \Theta)] (d\Theta^2 + \sin^2 \Theta d\varphi^2) + \frac{4J}{R} \sin^2 \Theta dt d\varphi
 \end{aligned} \tag{1}$$

где

$$\begin{aligned}
 k_1 &= \frac{J^2}{MR^3} \left(1 + \frac{M}{R}\right) + \frac{5}{8} \frac{Q - J^2/M}{M^3} Q_2^2 \left(\frac{R}{M} - 1\right), \\
 k_2 &= k_1 - \frac{6J^2}{R^4}, \\
 k_3 &= k_1 + \frac{J^2}{R^4} + \frac{5}{4} \frac{Q - J^2/M}{M^2 R} \left(1 - \frac{2M}{R}\right)^{-1/2} Q_2^1 \left(\frac{R}{M} - 1\right),
 \end{aligned}$$

являются функциями координаты R . В свою очередь, функции

$$\begin{aligned}
 Q_2^1(x) &= (x^2 - 1)^{1/2} \left[\frac{3x}{2} \ln \frac{x+1}{x-1} - \frac{3x^2 - 2}{x^2 - 1} \right], \\
 Q_2^2(x) &= (x^2 - 1) \left[\frac{3}{2} \ln \frac{x+1}{x-1} - \frac{3x^2 - 5x}{(x^2 - 1)^2} \right],
 \end{aligned}$$

являются присоединёнными полиномами Лежандра второго рода, тогда как $P_2(\cos \Theta) = (1/2)(3\cos^2 \Theta - 1)$ является обыкновенным полиномом Лежандра и $x = R/M - 1$. Константы M , J и Q являются полной массой, угловым моментом и квадрупольным моментом вращающегося объекта, соответственно. Этот вид метрики исправляет некоторые опечатки в исходной работе Хартла и Торна [7, 8] (см. также [13] и [14]).

В общем случае данная метрика представляет собой приближённое вакуумное решение с точностью до второго порядка по угловому моменту J и до первого порядка по квадрупольному моменту Q . В случае обычных звёзд, таких как Солнце, в учёте гравитационной постоянной G и скорости света c , метрика (1) может быть упрощена из-за малости параметров:

$$\frac{GM_{Sun}}{c^2 R_{Sun}} \approx 2 \times 10^{-6}, \quad \frac{GJ_{Sun}}{c^3 R_{Sun}^2} \approx 10^{-12}, \quad \frac{GQ_{Sun}}{c^2 R_{Sun}^3} \approx 10^{-10}. \quad (2)$$

Для этого частного случая можно вычислить соответствующую приближённую метрику из (1) в пределе $c \rightarrow \infty$. Расчёты эти просты и приводят метрику к следующему виду

$$ds^2 \approx \left[1 - \frac{2GM}{c^2 R} + \frac{2GQ}{c^2 R^3} P_2(\cos \Theta) + \frac{2G^2 MQ}{c^4 R^4} P_2(\cos \Theta) \right] c^2 dt^2 + \frac{4GJ}{c^2 R} \sin^2 \Theta dt d\varphi - \left[1 + \frac{2GM}{c^2 R} - \frac{2GQ}{c^2 R^3} P_2(\cos \Theta) \right] dR^2 - \left[1 - \frac{2GQ}{c^2 R^3} P_2(\cos \Theta) \right] R^2 (d\Theta^2 + \sin^2 \Theta d\varphi^2) \quad (3)$$

Она описывает гравитационное поле для широкого спектра небесных тел, и только в случае очень плотных ($GM \sim c^2 R$) или быстро вращающиеся $GJ \sim c^3 R^2$ объектов появляются большие расхождения.

В случае, когда источник не вращается и его угловая скорость равна нулю $\Omega = 0$, то, соответственно, $J = 0$, $Q = 0$ и решение Хартла-Торна сводится к точному внешнему решению Шварцшильда в стандартных координатах. В отсутствии квадрупольного момента, решение Хартла-Торна сводится к решению Лензе-Тирринга при сохранении линейных членов по угловому моменту. Также можно показать, что в отсутствии углового момента, метрику Хартла-Торна можно сопоставить с приближённым решением Эреца-Розена, используя соответствующие координатные преобразования. Для этого метрику Эреца-Розана разлагают в ряд с точностью до линейных членов по квадрупольному параметру [13]. Однако, эти вычисления выходят за рамки данной статьи и здесь не рассмотрены. С другой стороны, логично было бы предположить, что метрику Хартла-Торна можно сопоставить с приближённой метрикой Керра в отсутствии квадрупольного момента, сохраняя угловой момент. В данной статье мы выясним, почему вышеуказанное предположение ещё никем не было показано. В связи с этим, мы будем следовать работе Хартла и Торна и покажем, что приближённая метрика Керра с точностью до квадратичных членов по параметру вращения сопоставляется с метрикой Хартла-Торна, только лишь в единственном случае, когда присутствует подлинный квадрупольный момент источника поля, определяемый посредством углового момента.

Следует отметить, что в отличие от точных аксиально симметричных, стационарных и асимптотически плоских решений уравнений Эйнштейна, внешняя метрика Хартла-Торна имеет свой внутренний аналог, т.е. внутреннюю метрику. Именно это отличие метрики Хартла-Торна делает её популярной в научной сфере и дает ей более широкий прикладной характер.

Метрика Керра. Для описания гравитационного поля вращающегося тела вне источника, физически разумно предположить, что внешняя вакуумная метрика должна быть асимптотически плоской. В этом случае, первым очевидным кандидатом является решение Керра в соответствующем пределе. Метрику Керра [1] в координатах (t, r, θ, φ) Бойера-Линдквиста [15] можно записать в виде:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2mr}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta} \right) dt^2 - \frac{r^2 + a^2 \cos^2 \theta}{r^2 - 2mr + a^2} dr^2 - (r^2 + a^2 \cos^2 \theta) d\theta^2 - \left(r^2 + a^2 + \frac{2mra^2 \sin^2 \theta}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta} \right) \sin^2 \theta d\varphi^2 + \frac{4mra \sin^2 \theta}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta} dt d\varphi \quad (4)$$

где m - полная масса и a - параметр вращения источника поля.

Напомним, что при отсутствии параметра вращения $a = 0$, метрика Керра сводится к точной внешней метрике Шварцшильда в стандартных координатах. Тогда будет очевидно, что полные массы в метриках Керра и Хартла-Торна идентичны, т.е. $m = M$. Если разложить метрику Керра с точностью до линейных членов по параметру вращения, то мы, несомненно, получим метрику Лензе-Тирринга, откуда следует, что параметр вращения тела непосредственно связан с угловым моментом тела $a = J/m = J/M$ [13].

Для сопоставления метрик Керра и Хартла-Торна, метрику Керра необходимо разложить в ряд Тейлора по квадратичным членам параметра вращения, чтобы обе метрики обладали одинаковыми приближениями (точностью). Для удобства вычислений введём параметр разложения ε , который прямо пропорционален угловому моменту (угловой скорости) тела. Таким образом, с помощью замены $a \rightarrow a\varepsilon$ и разложения её по ε до членов порядка $\sim \varepsilon^2$ получим:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2m}{r} + \frac{2ma^2\varepsilon^2 \cos^2 \theta}{r^3}\right) dt^2 - \left(\frac{r}{r-2m} - \frac{a^2\varepsilon^2(r+2m\cos^2\theta - r\cos^2\theta)}{r(r-2m)^2}\right) dr^2 - \left(1 + \frac{a^2\varepsilon^2 \cos^2 \theta}{r^2}\right) r^2 d\theta^2 - \left(1 + \frac{a^2\varepsilon^2}{r^2} \left(1 + \frac{2m\sin^2 \theta}{r}\right)\right) r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 + \frac{4ma\varepsilon \sin^2 \theta}{r} d\varphi dt. \quad (5)$$

Для того, чтобы установить взаимосвязь между двумя аксиально-симметричными метриками, представим координаты в метрике Керра как функцию от координат метрики Хартла-Торна, то есть в виде $r = r(R, \Theta)$, $\theta = \theta(R, \Theta)$. Тогда с помощью теории возмущения координатные преобразования нужно искать следующим образом: $r = R + a^2\varepsilon^2 f_1(R, \Theta)$, $\theta = \Theta + a^2\varepsilon^2 f_2(R, \Theta)$, где $f_1(R, \Theta)$ и $f_2(R, \Theta)$ - искомые функции. Дифференциалы координат, соответственно, будут иметь вид:

$$dr = \frac{\partial r}{\partial R} dR + \frac{\partial r}{\partial \Theta} d\Theta = \left(1 + a^2\varepsilon^2 \frac{\partial f_1(R, \Theta)}{\partial R}\right) dR + a^2\varepsilon^2 \frac{\partial f_1(R, \Theta)}{\partial \Theta} d\Theta, \quad (6)$$

$$d\theta = \frac{\partial \theta}{\partial R} dR + \frac{\partial \theta}{\partial \Theta} d\Theta = a^2\varepsilon^2 \frac{\partial f_2(R, \Theta)}{\partial R} dR + \left(1 + a^2\varepsilon^2 \frac{\partial f_2(R, \Theta)}{\partial \Theta}\right) d\Theta.$$

После этого, решение Керра запишется в координатах R и Θ

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2M}{R} + \frac{2J^2\varepsilon^2}{MR^3} \{\cos^2 \Theta + Rf_1(R, \Theta)\}\right) dt^2 - \left(\frac{R}{R-2M} - \frac{2J^2\varepsilon^2}{M^2(R-2M)^2} \left\{\frac{1}{2} \sin^2 \Theta + \frac{M}{R} \cos^2 \Theta + Mf_1(R, \Theta) - R(R-2M) \frac{\partial f_1(R, \Theta)}{\partial R}\right\}\right) dR^2 - \left(1 + \frac{2J^2\varepsilon^2}{M^2R^2} \left\{\frac{1}{2} \cos^2 \Theta + Rf_1(R, \Theta) + R^2 \frac{\partial f_2(R, \Theta)}{\partial \Theta}\right\}\right) R^2 d\Theta^2 - \left(1 + \frac{2J^2\varepsilon^2}{M^2R^2} \left\{\frac{1}{2} + \frac{M}{R} \sin^2 \Theta + Rf_1(R, \Theta) + \frac{\cos \Theta}{\sin \Theta} R^2 f_2(R, \Theta)\right\}\right) R^2 \sin^2 \Theta d\varphi^2 - \frac{2J^2\varepsilon^2 R}{M^2(R-2M)} \left(\frac{\partial f_1(R, \Theta)}{\partial \Theta} + R(R-2M) \frac{\partial f_2(R, \Theta)}{\partial R}\right) dR d\Theta + \frac{4J\varepsilon \sin^2 \Theta}{R} d\varphi dt \quad (7)$$

где мы воспользовались заменой $a = J/M$.

Теперь метрика Керра записана в тех же координатах, что и метрика Хартла-Торна. Принимая во внимание тот факт, что метрики аксиально-симметричные, нас интересуют только g_{tt} и $g_{\varphi\varphi}$ компоненты метрического тензора, так как именно эти компоненты остаются инвариантными величинами из-за вышеуказанной аксиальной симметрии. Следовательно, приравнивая компоненты метрического тензора с их аналогами в метрике Хартла-Торна, с предварительной заменой $J \rightarrow J\varepsilon$, $Q \rightarrow Q\varepsilon^2$, мы находим искомые функции $f_1(R, \Theta)$ и $f_2(R, \Theta)$:

$$f_1(R, \Theta) = \frac{5}{8} \frac{Q - J^2/M}{M^3} \left(\frac{MR^2}{J^2} \right) \left(1 - \frac{2M}{R} \right) Q_2^2(x) P_2(\cos \Theta) - \frac{1}{2R} \left[\left(1 + \frac{2M}{R} \right) \left(1 - \frac{M}{R} \right) - \cos^2 \Theta \left(1 - \frac{2M}{R} \right) \left(1 + \frac{3M}{R} \right) \right] \quad (8)$$

$$f_2(R, \Theta) = \frac{5}{8} \frac{Q - J^2/M}{M^3} \left(\frac{MR}{J^2} \right) \left\{ \frac{2M^2}{R^2} \left(1 - \frac{2M}{R} \right)^{-1/2} Q_2^1(x) - \left(1 - \frac{M}{R} \right) Q_2^2(x) \right\} P_2(\cos \Theta) \tan \Theta - \frac{1}{2R^2} \left(1 + \frac{2M}{R} \right) \cos \Theta \sin \Theta,$$

где по-прежнему $x = R/M - 1$.

Теперь рассмотрим $g_{R\Theta}$ компоненту метрического тензора в выражении (7). Поскольку в исходных метриках Керра и Хартла-Торна $g_{R\Theta}$ компонента метрического тензора отсутствует, нам необходимо подставить в неё значения функций $f_1(R, \Theta)$ и $f_2(R, \Theta)$, а также найти условие, при выполнении которого $g_{R\Theta}$ обнуляется. В результате получается, что единственное условие, удовлетворяющее данному требованию – это выражение квадрупольного момента через угловой момент, т.е. $Q = J^2/M$. Появление такого квадрупольного момента носит чисто релятивистский характер.

После того, как Хартл и Торн [7, 8] получили данное алгебраическое выражение, основываясь на работе Эрнандеса [16], величина $Q = Q_{Kerr} = J^2/M$ стала называться в научной литературе «Керровским квадрупольным моментом», так как она исключительно определяется с помощью отношения квадрата углового момента к массе.

С учётом Керровского квадрупольного момента, преобразование координат имеет следующий вид:

$$r = R - \frac{a^2}{2R} \left[\left(1 + \frac{2M}{R} \right) \left(1 - \frac{M}{R} \right) - \cos^2 \Theta \left(1 - \frac{2M}{R} \right) \left(1 + \frac{3M}{R} \right) \right], \quad (9)$$

$$\theta = \Theta - \frac{a^2}{2R^2} \left(1 + \frac{2M}{R} \right) \cos \Theta \sin \Theta$$

Эти координатные преобразования переводят решение Керра (5) в решение Хартла-Торна (1) с точностью до второго порядка по угловому моменту, с заменой $m = M$, $a = J/M$, и специфическим квадрупольным параметром $Q = J^2/M$. Таким образом, мы показали, что приближённое решение Керра эквивалентно внешнему решению Хартла-Торна с определённым значением квадрупольного параметра.

Для обратного перехода из метрики Хартла-Торна в метрику Керра координатные преобразования (9) нужно записать в виде $R(r, \theta)$ и $\Theta(r, \theta)$:

$$R = r + \frac{a^2}{2r} \left[\left(1 + \frac{2m}{r} \right) \left(1 - \frac{m}{r} \right) - \cos^2 \theta \left(1 - \frac{2m}{r} \right) \left(1 + \frac{3m}{r} \right) \right], \quad (10)$$

$$\Theta = \theta + \frac{a^2}{2r^2} \left(1 + \frac{2m}{r} \right) \cos \theta \sin \theta$$

с тем же приближением $\sim \varepsilon^2$. Здесь также нужно учесть алгебраические соотношения между параметрами обеих метрик: $m = M$, $a = J/M$, и $Q = J^2/M$.

Заметим, что введя новый безразмерный квадрупольный параметр $\delta = (1/M^3)(Q - J^2/M)$ в исходную метрику Хартла-Торна, и, воспользовавшись координатными преобразованиями (10) в приближении $\sim \varepsilon^2$, можно получить приближённую метрику Керра с квадрупольным параметром. Данная метрика известна в литературе как «квази-Керровская метрика» [17, 18] и широко применяется для описания процессов вокруг компактных объектов, таких как гравитационные волны, квази-периодические осцилляции и т.д. [19, 20]. Очевидно, что для $a = J/M$, и $Q = J^2/M$ квази-Керровская метрика сводится к обычной приближённой метрике Керра (5). Это и объясняет её удобное прикладное значение в различных астрофизических расчётах [21, 22].

Закключение. В статье было рассмотрено соответствие приближённых решений уравнений Эйнштейна, таких как метрика Керра и метрика Хартла-Торна в сильных гравитационных полях с медленным вращением. В общем случае, когда метрика Керра имеет точный, а не приближённый вид, она описывает гравитационное поле быстро вращающихся компактных объектов. Тем не менее, тот факт, что квадрупольный момент в решении Керра полностью определяется угловым моментом, является признаком того, что оно может быть применено только для описания гравитационного поля определённого класса компактных объектов, например, чёрных дыр. В свою очередь, метрика Хартла-Торна характеризует гравитационное поле медленно вращающихся и слегка деформированных реальных компактных астрофизических объектов.

При получении соответствия двух решений мы приняли во внимание, что метрика Хартла-Торна задана с точностью до второго порядка по угловой скорости вращения. По этой же причине метрика Керра была рассмотрена в таком же приближении. С помощью методов теории возмущения мы искали преобразования координат для данного приближения. После того, как две метрики были записаны в одинаковых координатах, были найдены координатные преобразования и связь между квадрупольным моментом в метрике Хартла-Торна и параметром вращения в метрике Керра.

В статье все преобразования координат были рассчитаны с тем же приближением, что и метрические функции в исходном решении Хартла-Торна. Поэтому процедуру сопоставления метрик, представленную здесь, можно аналогичным образом распространить и на другие приближённые и точные решения. Для сопоставления только точных решений ситуация обстоит совсем иначе. Здесь нужны новые методы, разработка которых нуждается в дальнейших исследованиях.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] R.P. Kerr, *Phys. Rev. Lett.*, **1963**, 11, 237.
- [2] S.W. Hawking, G.F.R. Ellis, *The large-scale structure of space-time* (Cambridge University Press, Cambridge, England, 1973).
- [3] E.T. Newman, A.I. Janis, *Journal of Mathematical Physics*, **1965**, 6 (6), 915-917.
- [4] E.T. Newman, E. Couch, K. Chinnapared, A. Exton, A. Prakash, R. Torrence, *Journal of Mathematical Physics*, **1965**, 6 (6), 918-919.
- [5] H.C. Ohanian, R. Ruffini, *Gravitation and Spacetime*, 3rd Edition (Cambridge University Press, Cambridge, England, 2013).
- [6] K.A. Boshkayev, H. Quevedo, R. Ruffini, *Physical Review D*, **2012**, 86, 064043.
- [7] J.B. Hartle, *The Astrophysical Journal*, **1967**, 150, 1005.
- [8] J.B. Hartle, K.S. Thorne, *The Astrophysical Journal*, **1968**, 153, 807.
- [9] E. Berti, N. Stergioulas, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **2004**, 350, 1416.
- [10] E. Berti, F. White, A. Maniopolou, M. Bruni, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **2005**, 358, 923.
- [11] N. Andersson, G. L. Comer, *Classical Quantum Gravity*, **2001**, 18, 969.
- [12] N. Stergioulas, *Living Rev. Relativity*, **2003**, 6, 3.
- [13] D. Bini, A. Geralico, O. Luongo, H. Quevedo, *Classical Quantum Gravity*, **2009**, 26, 225006.
- [14] O. Benhar, V. Ferrari, L. Gualtieri, S. Marassi, *Phys. Rev. D*, **2005**, 72, 044028.
- [15] R.H. Boyer, R.W. Lindquist, *Journal of Mathematical Physics*, **1967**, 8(2), 265-281.
- [16] W.C. Hernandez, *Physical Review*, **1967**, 159 (5), 1070-1072.
- [17] K. Glampedakis, S. Babak, *Classical and Quantum Gravity*, **2006**, 23 (12), 4167-4188.
- [18] T. Johannsen, D. Psaltis, *The Astrophysical Journal*, **2011**, 726 (1), 10.
- [19] T. Johannsen, D. Psaltis, *The Astrophysical Journal*, **2010**, 716 (1), 187-197.
- [20] D. Psaltis, T. Johannsen, *The Astrophysical Journal*, **2012**, 745 (1), 6.
- [21] A.E. Broderick, T. Johannsen, A. Loeb, D. Psaltis, *The Astrophysical Journal*, **2014**, 784 (1), 14.
- [22] Ch. Liu, S. Chen, J. Jing, *Journal of High Energy Physics*, **2012**, 2012, 97.

REFERENCES

- [1] R.P. Kerr, *Phys. Rev. Lett.*, **1963**, 11, 237 (in Eng.).
- [2] S.W. Hawking, G.F.R. Ellis, *The large-scale structure of space-time* (Cambridge University Press, Cambridge, England, 1973) (in Eng.).
- [3] E.T. Newman, A.I. Janis, *Journal of Mathematical Physics*, **1965**, 6 (6), 915-917 (in Eng.).
- [4] E.T. Newman, E. Couch, K. Chinnapared, A. Exton, A. Prakash, R. Torrence, *Journal of Mathematical Physics*, **1965**, 6 (6), 918-919 (in Eng.).
- [5] H.C. Ohanian, R. Ruffini, *Gravitation and Spacetime*, 3rd Edition (Cambridge University Press, Cambridge, England, 2013) (in Eng.).
- [6] K.A. Boshkayev, H. Quevedo, R. Ruffini, *Physical Review D*, **2012**, 86, 064043 (in Eng.).
- [7] J.B. Hartle, *The Astrophysical Journal*, **1967**, 150, 1005 (in Eng.).
- [8] J.B. Hartle, K.S. Thorne, *The Astrophysical Journal*, **1968**, 153, 807 (in Eng.).
- [9] E. Berti, N. Stergioulas, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **2004**, 350, 1416 (in Eng.).
- [10] E. Berti, F. White, A. Maniopolou, M. Bruni, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **2005**, 358, 923 (in Eng.).
- [11] N. Andersson, G. L. Comer, *Classical Quantum Gravity*, **2001**, 18, 969 (in Eng.).
- [12] N. Stergioulas, *Living Rev. Relativity*, **2003**, 6, 3 (in Eng.).
- [13] D. Bini, A. Gericco, O. Luongo, H. Quevedo, *Classical Quantum Gravity*, **2009**, 26, 225006 (in Eng.).
- [14] O. Benhar, V. Ferrari, L. Gualtieri, S. Marassi, *Phys. Rev. D*, **2005**, 72, 044028 (in Eng.).
- [15] R.H. Boyer, R.W. Lindquist, *Journal of Mathematical Physics*, **1967**, 8(2), 265-281 (in Eng.).
- [16] W.C. Hernandez, *Physical Review*, **1967**, 159 (5), 1070-1072 (in Eng.).
- [17] K. Glampedakis, S. Babak, *Classical and Quantum Gravity*, **2006**, 23 (12), 4167-4188 (in Eng.).
- [18] T. Johannsen, D. Psaltis, *The Astrophysical Journal*, **2011**, 726 (1), 10 (in Eng.).
- [19] T. Johannsen, D. Psaltis, *The Astrophysical Journal*, **2010**, 716 (1), 187-197 (in Eng.).
- [20] D. Psaltis, T. Johannsen, *The Astrophysical Journal*, **2012**, 745 (1), 6 (in Eng.).
- [21] A.E. Broderick, T. Johannsen, A. Loeb, D. Psaltis, *The Astrophysical Journal*, **2014**, 784 (1), 14 (in Eng.).
- [22] Ch. Liu, S. Chen, J. Jing, *Journal of High Energy Physics*, **2012**, 2012, 97 (in Eng.).

КЕРР ЖӘНЕ ХАРТЛ-ТОРН МЕТРИКАЛАРЫНЫҢ СӘЙКЕСТІГІ

Қ. А. Бошқаев^{1,2}, Ш. С. Сулейманова¹, Е. Қ. Аймұратов^{1,2},
Б. А. Жәми¹, С. Тоқтарбай¹, Ә.С. Таукенова¹, Ж. А. Қалымова¹

¹ЭТФҒЗИ, Әл-Фараби атындағы ҚазҰУ, Алматы, 050040, Қазақстан

²ICRANet, Piazza della Repubblica 10, Pescara, I-65122, Italy

Тірек сөздер: Эйнштейн теңдеулері, дәл шешімдер, жуық шешімдер, Керр метрикасы, Хартл-Торн метрикасы.

Аннотация. Жұмыста Эйнштейннің гравитациялық өріс теңдеулерінің сыртқы шешімдері болып табылатын Хартл-Торнның жуық шешімі мен Керрдің дәл шешімін салыстыру рәсімі қарастырылды. Салыстыру мақсатында, Керр метрикасы Бойер-Линдквист координаттарында айналу параметрі бойынша квадраттық мүшеге дейінгі дәлдікпен Тейлор қатарына жіктеліп, жуықталған түрінде жазылды. Одан кейін ұйытқу теориясының әдістерінің көмегімен алдын-ала бекітілген дәлдікпен жуықталған Керр және Хартл-Торн шешімдерін байланыстыратын координаттық түрлендірулер табылды. Керр метрикасына квадрупольдік моменттің айқын түрде кірмеуіне қарамастан, оны гравитациялық өріс көзінің бұрыштық моменті және толық массасы арқылы анықтауға болатыны көрсетілді. Осылайша, Хартл-Торн метрикасындағы толық масса, бұрыштық момент және квадрупольдік момент сияқты физикалық шамалар Керр метрикасындағы толық массамен және айналу параметрімен тікелей байланысты екендігі көрсетілді. Осында алынған координаттық түрлендірулерді Хартл-Торн метрикасын Бойер-Линдквист координаттарында жазу үшін қолдануға болады, ол өз кезегінде квадрупольдік параметрі бар жуық Керр шешіміне пара-пар. Практикалық тұрғыдан қарастырғанда, квадрупольдік параметрі бар жуық Керр шешімі шынайы объектілердің айналасындағы геометрияны сипаттау үшін кең қолданысқа ие, себебі квадрупольдік момент болмаған жағдайда шешім айналу параметрі бойынша екінші ретті дәлдікпен бастапқы Керрдің жуық шешіміне келеді. Бұл теориялық зерттеу таза методикалық сипатқа ие және осы тақырып шеңберіндегі жұмыстарды шолу мақсатында жазылған. Дегенмен, оның нәтижелерін аспан механикасында, рентгендік астрономияда және астрофизикада баяу айналатын және аздап деформацияланған денелердің гравитациялық өрісіндегі аспан денелерінің қозғалысын зерттеу үшін тікелей қолдануға болады.

Поступила 15.15.2015 г.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 5, Number 303 (2015), 159 – 165

CALCULATION OF DECAY WIDTHS FOR $K_0^*(800)$ AND $f_0(980)$ SCALAR MESONS IN COVARIANT QUARK MODEL**A. N. Issadykov¹, M. A. Ivanov², S. A. Zhaugasheva³, G. S. Nurbakova³, B. A. Mukushev⁴**¹L. N. Gumilyov Eurasian National University, Astana, Kazakhstan,²Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia,³Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan,⁴Shakarim State University, Semey, Kazakhstan.

E-mail: issadykov.a@gmail.com

Key words: Decay width, covariant quark model, scalar meson, diquark state.

Abstract. In paper we calculated the decay widths of scalar mesons with a mass below 1 GeV. $K_0^*(800)$ and $f_0(980)$ mesons were taken under the assumption that they are consist of bound states of two quarks. The widths for different decay modes of mesons were obtained in covariant quark model. The computed width for the decay mode $K_0^*(800) \rightarrow K\pi$ is different from the experimental data, thereby giving direct evidence that $K_0^*(800)$ meson is not diquark state and with a high probability tetraquark state. But widths obtained for the strong decays of $f_0(980)$ meson are consistent with experimental data. Based on this data, it is possible to judge the $f_0(980)$ meson as a particle consisting of two quarks. From the obtained data it can be assumed that the scalar resonances ($J^{PC} = 0^{++}$) below 1 GeV may be tetraquark and diquark states.

УДК 539.126.4

ВЫЧИСЛЕНИЕ ШИРИН РАСПАДОВ СКАЛЯРНЫХ МЕЗОНОВ $K_0^*(800)$ И $f_0(980)$ В КОВАРИАНТНОЙ МОДЕЛИ КВАРКОВ**А. Н. Исадыков¹, М. А. Иванов², С. А. Жаугашева³, Г. С. Нурбакова³, Б. А. Мукушев⁴**¹Евразийский национальный университет им. Л. Н. Гумилева, Астана, Казахстан,²Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия,³Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан,⁴Государственный университет им. Шакарима, Семей, Казахстан

Ключевые слова: ширина распада, ковариантная модель кварков, скалярный мезон, дикварковое состояние.

Аннотация. В работе были вычислены ширины распадов скалярных мезонов с массой меньше 1 ГэВ. Скалярные мезоны $K_0^*(800)$ и $f_0(980)$ брались в предположении, что они состоят из связанных состояний двух кварков. Ширины для разных мод распадов мезонов были получены в ковариантной модели кварков. Для моды распада $K_0^*(800) \rightarrow K\pi$ вычисленная ширина отличается на порядок от экспериментальных значений, тем самым дает прямое подтверждение того, что $K_0^*(800)$ мезон не является дикварковой системой и с большой долей вероятности предполагается тетракварковой структурой. Но для сильных распадов скалярного $f_0(980)$ мезона полученные ширины согласуются с экспериментальными данными. Исходя из полученных данных, можно судить о $f_0(980)$ мезоне как о частице состоящей из двух кварков. Из полученных данных можно предположить, что скалярные резонансы ($J^{PC} = 0^{++}$) с массами меньше 1 ГэВ могут быть как тетракварковыми, так и дикварковыми состояниями.

Введение. Понимание природы скалярных мезонов является важной темой в последние 30-40 лет. Важность природы скалярных мезонов состоит в том, что свойства скалярных мезонов, особенно с массами ниже 1 ГэВ, трудно понять в модели конститuentных кварков, и тем самым исследование легких скалярных мезонов может помочь нам понять непертурбативные свойства КХД. Кроме того, поскольку скалярные мезоны имеют одинаковые квантовые числа как вакуум, это может помочь нам раскрыть механизм нарушения CP-симметрии, которое до сих пор является одним из самых глубоких проблем в физике частиц.

Многие свойства скалярных мезонов не столь ясны, хотя они были исследованы в протяжении нескольких десятилетий. Экспериментально трудно определить скалярные мезоны из-за их больших ширин распада, причиной которых являются сильные перекрытия между резонансными и основными состояниями, а также потому, что несколько каналов распада открыты в течение короткого интервала масс. Из-за не точности данных о скалярных мезонах, не так легко выявить природу их структуры [1-3]. В настоящее время наблюдения показывают, что известные 0^{++} мезоны ниже 2 ГэВ могут быть разделены на два класса: первый класс с массами ниже (или вблизи) 1 ГэВ, а второй с массами выше 1 ГэВ [1]. Есть мнение, что скалярные мезоны с массами ниже 1 ГэВ, в том числе два изосинглета $f_0(500)$ и $f_0(980)$, один изотриплет $a_0(980)$ и два изодублета $K_0^*(800)$, могут быть отнесены в один нонет [4-10]. Напротив, существует другое мнение, основанное на линейной сигма модели и унитарной модели кварков, что $f_0(500)$, $f_0(980)$, $a_0(980)$ и $K_0^*(1430)$ образуют скалярный нонет [11, 12].

В работах [4-7, 13-16] вычислялись распады легких скалярных мезонов с массами ниже 1 ГэВ в предположениях, что они являются мультикварковыми состояниями, а в [13, 17-21] - молекулярными состояниями. Кроме того, свойства некоторых из этих легких скалярных мезонов были также исследованы в $q\bar{q}$ картине [12, 22-25]. В работе [26], расчеты показывают, что скалярные мезоны с массами выше 1 ГэВ являются $q\bar{q}$ состояниями.

В настоящей работе мы вычисляем ширины сильного распада $K_0^*(800)$ и $f_0(980)$ мезонов, которые, как предполагается, состоят из кварка и антикварка (дикварковое состояние).

Эта статья организована следующим образом: в разделе «Скалярные мезоны $K_0^*(800)$ и $f_0(980)$ » мы рассуждаем о структурах $K_0^*(800)$ и $f_0(980)$ мезонов, приводим экспериментальные значения их масс и ширин распада. В разделе «Ковариантная модель кварков» кратко излагается наш подход, в рамках которого были сделаны все расчеты. В разделе «Лагранжиан кварк-адронного взаимодействия» описаны краткие теоретические предпосылки, которые описывают взаимодействие адронов с их составляющими кварками. Зафиксированные параметры, используемые в ковариантной модели кварков приведены в разделе «Параметры модели». Наши расчеты и краткие выводы приведены в последних разделах статьи.

Скалярные мезоны $K_0^*(800)$ и $f_0(980)$. SU (3) нонет скалярных мезонов ниже 1 ГэВ можно записать в матричной форме

$$\hat{S} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{i=0}^8 S^i \lambda^i, \quad (1)$$

где $\lambda^0 = \sqrt{\frac{2}{3}} I$.

Физические скалярные поля связаны с декартовой основой в следующем порядке:

$$\begin{aligned} S^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}} (S^1 \mp iS^2), \quad S^0 = S^3, \\ S_S^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (S^4 - iS^5), \quad S_S^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (S^6 - iS^7), \\ S_S^- &= \frac{1}{\sqrt{2}} (S^4 + iS^5), \quad \bar{S}_S^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (S^6 + iS^7), \\ S' &= S^0 \cos \theta_S + S^8 \sin \theta_S, \quad S = -S^0 \sin \theta_S + S^8 \cos \theta_S, \end{aligned}$$

где θ_S это октет-синглетный угол смешивания. Вершина $\bar{q}\hat{S}q$ будет записываться в виде

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{S\bar{q}q} &= \bar{q}\hat{S}q = \\ &= S^+ \bar{u}d + S^- \bar{d}u + S^0 \frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{u}u - \bar{d}d) + S_S^+ \bar{u}s + S_S^0 \bar{d}s + S_S^- \bar{s}u + \bar{S}_S^0 \bar{s}d \end{aligned}$$

==== 160 ====

$$\begin{aligned}
& +S' \left(\cos\delta_S \frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{u}u + \bar{d}d) - \sin\delta_S \bar{s}s \right) \\
& -S \left(\sin\delta_S \frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{u}u + \bar{d}d) + \cos\delta_S \bar{s}s \right), \quad (2)
\end{aligned}$$

где $\delta_S = \theta - \theta_I$, с идеальным углом смешивания $\theta_I = \arctan(1/\sqrt{2})$. Мы будем использовать обозначения из работы [27] для скалярных мезонов ниже 1 ГэВ:

$$\begin{aligned}
S_S & \equiv K_0^*(800), I(J^P) = \frac{1}{2}(0^+), m_{K_0^*(800)} = 682 \pm 29 \text{ МэВ}; \\
S & \equiv f_0(980), I^G(J^{PC}) = 0^+(0^{++}), m_{f_0(980)} = 990 \pm 20 \text{ МэВ}.
\end{aligned}$$

Кроме того, мы предполагаем, что $\delta_S = 0$, чтобы обеспечить чистое $\bar{s}s$ состояние для $f_0(980)$ мезона.

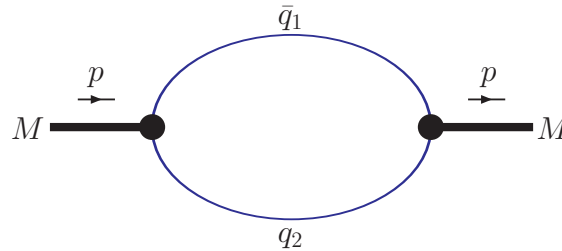
$K_0^*(800)$ мезон имеет моды распада $K_0^*(800) \rightarrow K\pi$. Полная ширина распада мезона $\Gamma = 547 \pm 24 \text{ МэВ}$.

$f_0(980)$ мезон имеет моды распада $f_0(980) \rightarrow \pi\pi$ и $f_0(980) \rightarrow K\bar{K}$. Полная ширина распада мезона $\Gamma = 40 \div 100 \text{ МэВ}$. Все данные были получены из PDG14 [28]. В данной работе ширины распада скалярных мезонов были вычислены в ковариантной модели кварков.

Ковариантная модель кварков. Ковариантная модель кварков является эффективным квантово-полевым подходом к адронным взаимодействиям, основанным на лагранжиане взаимодействия адронов с их составляющими кварками. Знание соответствующего интерполирующего кваркового тока позволяет вычислить самосогласованным образом матричные элементы физических процессов. Константа связи адронов с их интерполирующими кварковыми токами определяются из условия связности $Z_H=0$, предложенного в работах [29, 30] и в дальнейшем используемого во многих разделах физики частиц [31]. Здесь Z_H есть константа перенормировки волновой функции адрона. В случае простейшего скалярного (псевдоскалярного) бесспинового поля данное условие записывается в виде:

$$Z_H = 1 - g_H^2 \Pi'_H(m_H^2) = 0, \quad (3)$$

где $\Pi'_H(m_H^2)$ есть производная массового оператора, соответствующего в лидирующем по $1/N_c$ - разложению собственной энергетической диаграмме на рисунке.



Собственная энергетическая диаграмма адрона, состоящего из кварка и антикварка

В ковариантной модели кварков эффективным образом вводится инфракрасное обрезание в пространстве параметров Фока-Швингера, по которым проводится интегрирование в выражениях для матричных элементов. Такая процедура позволяет устранить все пороговые сингулярности, соответствующие рождению кварков, и тем самым гарантировать конфайнмент кварков. В модели отсутствуют ультрафиолетовые расходимости благодаря вершинным адрон-кварковым формфакторам, которые описывают нелокальную структуру адронов. Ковариантная модель кварков содержит несколько свободных параметров: массы конституэнтных кварков, параметр инфракрасного обрезания, который характеризует область конфайнмента, и параметры, которые описывают эффективный размер адронов. Преимуществом нашего подхода является то, что оно имеет четкую и последовательную математическую структуру с минимальным количеством свободных параметров.

Лагранжиан кварк-адронного взаимодействия. В этом разделе описаны краткие теоретические предпосылки, лежащие в основе ковариантной кварковой модели. Отправной точкой

является релятивистский – инвариантный лагранжиан, описывающий взаимодействие некоторого адрона с его составляющими кварками. При этом адронное состояние описывается полем $H(x)$, удовлетворяющим соответствующему свободному уравнению движения, а кварковая часть представляет собой интерполирующий кварковый ток $J_H(x)$ с квантовыми числами данного адрона

$$L_{\text{int}}(x) = g_H H(x) \cdot J_H(x) + h.c. \quad (4)$$

Отметим, что в случае тождественных частиц, т.е. когда античастица совпадает с частицей (π^0 - мезон, ϕ - мезон, и т.п.), эрмитово – сопряженная часть совпадает с первоначальным лагранжианом и поэтому, ее нужно опустить. В случае простейших кварк – антикварковых состояний (мезонов) интерполирующий кварковый ток записывается в виде:

$$J_M(x) = \int dx_1 \int dx_2 F_M(x; x_1, x_2) \bar{q}_2(x_2) \Gamma_M q_1(x_1). \quad (5)$$

Здесь Γ_M – матрица Дирака, обеспечивающая нужные квантовые числа для мезона: I -скаляр, $i\gamma^5$ -псевдоскаляр, γ^μ -вектор, $\gamma^\mu\gamma^5$ -аксиал, $\sigma^{\nu\mu} = (i/2)(\gamma^\mu\gamma^\nu - \gamma^\nu\gamma^\mu)$ - тензор. Вершинная функция F_M эффективно описывает распределение кварков внутри мезона. В принципе она может быть связана с амплитудой Бете – Солпитера, но на данном этапе будем считать ее феноменологической функцией. Из требования трансляционной инвариантности следует, что эта функция должна удовлетворять соотношению $F_M(x+a; x_1+a, x_2+a) = F_M(x; x_1, x_2)$, где a -произвольный 4-х вектор. Выбираем следующую форму для функции F_M , удовлетворяющую данному условию:

$$F_M(x; x_1, x_2) = \delta(x - x_1\omega_1 - x_2\omega_2) \Phi_M((x_1 - x_2)^2), \quad (6)$$

где $\omega_i = m_{q_i} / (m_{q_1} + m_{q_2})$. Данный выбор соответствует выделению системы центра масс двух кварков и умножению на функцию Φ_M , зависящей лишь от квадрата относительной координаты. От функции Φ_M требуется достаточно быстрое убывание ее Фурье – образа в евклидовой области.

Параметры модели. Вначале определим число свободных параметров в ковариантной кварковой модели в случае мезонов, рассматриваемых как кварк-антикварковые состояния. Для данного мезона H_i имеется константа связи g_{H_i} , параметр Λ_{H_i} , две из возможных четырех величин конституэнтных масс кварков m_{q_j} ($m_u = m_d, m_s, m_c, m_b$) и универсальный параметр инфракрасного обрезания (конфайнмента) λ . Легко посчитать, что в случае n_H мезонов имеется $2n_H + 5$ свободных параметров. Условие связанности накладывает n_H ограничений на число модельных параметров, что символически можно записать как

$$f_{H_i}(g_{H_i}, \Lambda_{H_i}, m_{q_i}, \lambda) = 1. \quad (7)$$

Данное условие может быть использовано, чтобы исключить константу связи g_H из числа свободных параметров. Остальные $n_H + 5$ параметров определяются с помощью фитирования по экспериментальным данным.

Результаты лучшего фита были достигнуты при значениях свободных параметров модели, приведенные в таблице 1.

Таблица 1 – Значение свободных параметров

m_u	m_s	λ	
0.241	0.428	0.181	ГэВ

Численные результаты. В рамках ковариантной модели кварков были вычислены ширины распада $K_0^*(800)$ и $f_0(980)$ мезонов для разных мод распада. Полученные данные приведены для

разных значений (ГэВ) параметра Λ , который обозначает размер мезона. В настоящий момент, невозможно определить размер скалярных мезонов экспериментально, в связи с этим мы варьируем параметр Λ в разумных пределах. Результаты вычислений приведены в таблице 2. Для сравнения приведены экспериментальные данные по данным модам распада.

Таблица 2 – Ширины распадов $K_0^*(800)$ и $f_0(980)$ мезонов в ковариантной модели кварков

Моды распада	$\Gamma_{\text{теор}}, \text{ГэВ}$					$\Gamma_{\text{эксп}}, \text{ГэВ}$
	$\Lambda=0.75$	$\Lambda=0.85$	$\Lambda=1$	$\Lambda=1.2$	$\Lambda=1.5$	
$K_0^*(800) \rightarrow K\pi$	0.0539	0.05515	0.05475	0.0529	0.04937	0.547
$f_0(980) \rightarrow \pi\pi$	0.179	0.178	0.174	0.168	0.158	0.04÷0.1
$f_0(980) \rightarrow K\bar{K}$	0.05499	0.05274	0.05032	0.04748	0.0439	0.04÷0.1

Для моды распада $K_0^*(800) \rightarrow K\pi$ вычисленная ширина отличается на порядок от экспериментальных значений, тем самым дает прямое подтверждение того, что $K_0^*(800)$ мезон не является дикварковой системой и с большой долей вероятности предполагается тетракварковой структурой. Для сильных распадов скалярного $f_0(980)$ мезона полученные ширины согласуются с экспериментальными данными. Исходя из полученных данных, можно судить о $f_0(980)$ мезоне как о частице, состоящей из двух кварков. Из этого можно предположить, что скалярные резонансы ($J^{PC} = 0^{++}$) с массами в области 1 ГэВ могут быть как тетракварковыми системами, так и дикварковыми системами.

Выводы. В рамках ковариантной модели кварков были вычислены ширины распада $K_0^*(800)$ и $f_0(980)$ мезона для разных мод распада. Для моды распада $K_0^*(800) \rightarrow K\pi$ вычисленная ширина отличается на порядок от экспериментальных значений, тем самым дает прямое подтверждение того, что $K_0^*(800)$ мезон не является дикварковой системой и с большой долей вероятности предполагается тетракварковой структурой. Для сильных распадов скалярного $f_0(980)$ мезона полученные ширины согласуются с экспериментальными данными. Исходя из полученных данных, можно судить о $f_0(980)$ мезоне как о частице, состоящей из двух кварков. Из этого можно предположить, что скалярные резонансы ($J^{PC} = 0^{++}$) с массами в области 1 ГэВ могут быть как тетракварковыми системами, так и дикварковыми системами. Для полного понимания природы скалярных мезонов с массами до 1 ГэВ необходимо провести вычисления ширин распадов исходя из предположения, что они являются молекулярными, либо мультикварковыми состояниями.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Amsler C. et al. “[Particle Data Group]” // Phys. Lett. B 667, 1 (2008).
- [2] Godfrey S. and Napolitano J. // Rev. Mod. Phys. 71, 1411 (1999), [arXiv:hep-ph/9811410].
- [3] Close F. E. and Tornqvist N. A. // J. Phys. G 28, R249 (2002), [arXiv:hep-ph/0204205].
- [4] Jaffe R. L. // Phys. Rev. D 15, 267 (1977).
- [5] Jaffe R. L. // Phys. Rev. D 15, 281 (1977).
- [6] Alford M. G. and Jaffe R. L. // Nucl. Phys. B 578, 367 (2000), [arXiv:hep-lat/0001023].
- [7] Maiani L., Piccinini F., Polosa A. D. and Riquer V. // Phys. Rev. Lett. 93, 212002 (2004)
- [8] Oller J. A., Oset E. and Pelaez J. R. // Phys. Rev. D 59, 074001 (1999), [arXiv:hep-ph/9804209].
- [9] Ishida M. // Prog. Theor. Phys. 101, 661 (1999), [arXiv:hep-ph/9902260].
- [10] Scadron M. D., Rupp G., Kleefeld F. and van Beveren E. // Phys. Rev. D 69, 014010 (2004), [arXiv:hep-ph/0309109].
- [11] Tornqvist N. A. // Eur. Phys. J. C 11, 359 (1999), [arXiv:hep-ph/9905282].
- [12] Tornqvist N. A. // Z. Phys. C 68, 647 (1995), [arXiv:hep-ph/9504372].
- [13] Weinstein J. D. and Isgur N. // Phys. Rev. D 41, 2236 (1990).
- [14] Pelaez J. R. // Mod. Phys. Lett. A 19, 2879 (2004), [arXiv:hep-ph/0411107].
- [15] Pelaez J. R. and Rios G. // Phys. Rev. Lett. 97, 242002 (2006), [arXiv:hep-ph/0610397].
- [16] Pelaez J. R. // Phys. Rev. Lett. 92, 102001 (2004), [arXiv:hep-ph/0309292].
- [17] Branz T., Gutsche T. and Lyubovitskij V. E. // Eur. Phys. J. A 37, 303 (2008), [arXiv:0712.0354 [hep-ph]].
- [18] Branz T., Gutsche T. and Lyubovitskij V. E. // Phys. Rev. D 78, 114004 (2008), [arXiv:0808.0705 [hep-ph]].
- [19] Giacosa F., Gutsche T. and Lyubovitskij V. E. // Phys. Rev. D 77, 034007 (2008), [arXiv:0710.3403 [hep-ph]].
- [20] Branz T., Gutsche T. and Lyubovitskij V. E. // AIP Conf. Proc. 1030, 118 (2008), [arXiv:0805.1647 [hep-ph]].

- [21] Branz T., Gutsche T. and Lyubovitskij V. E. // arXiv:0812.0942 [hep-ph].
[22] Faessler A., Gutsche T., Ivanov M. A., Lyubovitskij V. E. and Wang P. // Phys. Rev. D 68, 014011(2003), [arXiv:hep-ph/0304031].
[23] van Beveren E. and Rupp G. // Eur. Phys. J. C 22, 493 (2001), [arXiv:hep-ex/0106077].
[24] Celenza L. S., Gao S. f., Huang B., Wang H. and Shakin C. M. // Phys. Rev. C 61, 035201 (2000).
[25] Yong-Liang Ma “Properties of the Scalar Mesons below 1.0 GeV as Hadronic Molecules”// [arXiv:0906.3842v2 [hep-ph]]
[26] Bhavyashri, Vijaya Kumar K. B., Ma Y. L. and Prakash A. // [arXiv:0811.4308 [hep-ph]]
[27] Olive K. A. et al (Particle Data Group Collaboration) // Chin. Phys. C 38, 090001 (2014).
[28] <http://pdg.lbl.gov/2014/tables/rpp2014-tab-mesons-light.pdf>
[29] Ivanov M.A., Santorelli P. and Tancredi N. “The Semileptonic form-factors of B and D mesons in the quark confinement model” // Eur. Phys. J. A. – 2000 – Vol.9. – P.109.
[30] Ivanov M.A., Körner J.G. and Santorelli P. “The Semileptonic decays of the B meson” // Phys. Rev. D. – 2001 – Vol.63. – P.074010.
[31] Faessler A. et al. “The Exclusive rare decays $B \rightarrow K(K^*) \bar{l}l$ and $B_c \rightarrow D(D^*) \bar{l}l$ in a relativistic quark model” // Eur. Phys. J. direct C. – 2002 – Vol.4. – P.18.

REFERENCES

- [1] Amsler C. et al. “[Particle Data Group]”, *Phys. Lett. B*, 2008, 667, 1, (in Eng.).
[2] Godfrey S. and Napolitano J., *Rev. Mod. Phys.*, **1999**, 71, 1411, [arXiv:hep-ph/9811410], (in Eng.).
[3] Close F. E. and Tornqvist N. A., *J. Phys. G*, **2002**, 28, R249, [arXiv:hep-ph/0204205], (in Eng.).
[4] Jaffe R. L., *Phys. Rev. D*, **1977**, 15, 267, (in Eng.).
[5] Jaffe R. L., *Phys. Rev. D*, **1977**, 15, 281, (in Eng.).
[6] Alford M. G. and Jaffe R. L., *Nucl. Phys. B*, **2000**, 578, 367, [arXiv:hep-lat/0001023], (in Eng.).
[7] Maiani L., Piccinini F., Polosa A. D. and Riquer V., *Phys. Rev. Lett.*, **2004**, 93, 212002, (in Eng.).
[8] Oller J. A., Oset E. and Pelaez J. R. *Phys. Rev. D*, **1999**, 59, 074001, [arXiv:hep-ph/9804209], (in Eng.).
[9] Ishida M., *Prog. Theor. Phys.* 101, 661 (1999), [arXiv:hep-ph/9902260], (in Eng.).
[10] Scadron M. D., Rupp G., Kleefeld F. and van Beveren E., *Phys. Rev. D*, **2004**, 69, 014010, [arXiv:hep-ph/0309109], (in Eng.).
[11] Tornqvist N. A., *Eur. Phys. J. C*, **1999**, 11, 359, [arXiv:hep-ph/9905282], (in Eng.).
[12] Tornqvist N. A., *Z. Phys. C*, **1995**, 68, 647, [arXiv:hep-ph/9504372], (in Eng.).
[13] Weinstein J. D. and Isgur N., *Phys. Rev. D*, **1990**, 41, 2236, (in Eng.).
[14] Pelaez J. R., *Mod. Phys. Lett. A*, **2004**, 19, 2879, [arXiv:hep-ph/0411107], (in Eng.).
[15] Pelaez J. R. and Rios G., *Phys. Rev. Lett.*, **2006**, 97, 242002, [arXiv:hep-ph/0610397], (in Eng.).
[16] Pelaez J. R., *Phys. Rev. Lett.*, **2004**, 92, 102001, [arXiv:hep-ph/0309292] (in Eng.).
[17] Branz T., Gutsche T. and Lyubovitskij V. E., *Eur. Phys. J. A*, **2008**, 37, 303, [arXiv:0712.0354 [hep-ph]] (in Eng.).
[18] Branz T., Gutsche T. and Lyubovitskij V. E., *Phys. Rev. D*, **2008**, 78, 114004, [arXiv:0808.0705 [hep-ph]] (in Eng.).
[19] Giacosa F., Gutsche T. and Lyubovitskij V. E., *Phys. Rev. D*, **2008**, 77, 034007, [arXiv:0710.3403 [hep-ph]], (in Eng.).
[20] Branz T., Gutsche T. and Lyubovitskij V. E., *AIP Conf. Proc.*, **2008**, 1030, 118, [arXiv:0805.1647 [hep-ph]], (in Eng.).
[21] Branz T., Gutsche T. and Lyubovitskij V. E., arXiv:0812.0942 [hep-ph], (in Eng.).
[22] Faessler A., Gutsche T., Ivanov M. A., Lyubovitskij V. E. and Wang P., *Phys. Rev. D*, **2003**, 68, 014011, [arXiv:hep-ph/0304031], (in Eng.).
[23] Van Beveren E. and Rupp G., *Eur. Phys. J. C*, **2001**, 22, 493 [arXiv:hep-ex/0106077], (in Eng.).
[24] Celenza L. S., Gao S. f., Huang B., Wang H. and Shakin C. M., *Phys. Rev. C*, **2000**, 61, 035201, 38, 090001, (in Eng.).
[25] Yong-Liang Ma “Properties of the Scalar Mesons below 1.0 GeV as Hadronic Molecules”, [arXiv:0906.3842v2 [hep-ph]], (in Eng.).
[26] Bhavyashri, Vijaya Kumar K. B., Ma Y. L. and Prakash A., [arXiv:0811.4308 [hep-ph]], (in Eng.)
[27] Olive K. A. et al (Particle Data Group Collaboration), *Chin. Phys. C*, **2014**, 38, 090001, (in Eng.).
[28] <http://pdg.lbl.gov/2014/tables/rpp2014-tab-mesons-light.pdf>, (in Eng.)
[29] Ivanov M.A., Santorelli P. and Tancredi N. “The Semileptonic form-factors of B and D mesons in the quark confinement model”, *Eur. Phys. J. A.*, **2000**, Vol.9., P.109, (in Eng.).
[30] Ivanov M.A., Körner J.G. and Santorelli P. “The Semileptonic decays of the B meson”, *Phys. Rev. D.*, **2001**, Vol.63., P.074010, (in Eng.).
[31] Faessler A. et al. “The Exclusive rare decays $B \rightarrow K(K^*) \bar{l}l$ and $B_c \rightarrow D(D^*) \bar{l}l$ in a relativistic quark model”, *Eur. Phys. J. direct C.*, **2002**, Vol.4., P.18, (in Eng.).

К₀^{*}(800) ЖӘНЕ f₀(980) СКАЛЯРЛЫҚ МЕЗОНДАРДЫҢ ҮДЫРАУ ЕНІН КВАРКТАРДЫҢ КОВАРИАНТТЫҚ МОДЕЛІНІҢ НЕГІЗІНДЕ ЕСЕПТЕУ

А. Н. Исадыков¹, М. А. Иванов², С. А. Жауғашева³, Г. С. Нұрбакова³, Б. А. Мукушев⁴

Тірек сөздер: ыдырау ені, кварктардың коварианттық моделі, скалярлық мезон, дикваркттық күй.

Аннотация. Жұмыста массалары 1 ГэВ-тен аз скалярлық мезондардың ыдырау ені есептелінген. К₀^{*}(800) және f₀(980) скалярлық мезондары екі кварктың байланысқан күйінде тұратын болжамымен алынған. Мезондардың әртүрлі ыдырау модальарының ені кварктардың коварианттық моделі аясында есептелінген. К₀^{*}(800) → Kπ ыдырау модасының ені тәжірибелік деректерден біршама аз, сонымен К₀^{*}(800) мезонының дикваркттық жүйесі емес, үлкен ықтималдықпен тетракваркттық құрылым екенін тікелей дәлелі болып табылады. Бірақ f₀(980) мезонының күшті ыдырау ендері тәжірибелік деректермен толық келісімде. Осыған орай алынған деректерге сүйене, f₀(980) мезонының екі кварктан құралған бөлшек екенін жорамалдаймыз. Осы есептелінген мәліметтерге сүйене, массалары 1 ГэВ-тен аз скалярлық резонанстарды (J^{PC} = 0⁺⁺) тетракварк жүйесі, әрі дикварк жүйесі ретінде болатынын болжаймыз.

Поступила 15.15.2015 г.

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 5, Number 303 (2015), 165 – 171

ENERGETIC CHARACTERISTICS OF IONS IN INERTIAL CONFINEMENT FUSION DENSE PLASMA

S. K. Kodanova, T. S. Ramazanov, M. K. Issanov

IETP, Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan.

E-mail: isanova_moldir@mail.ru

Key words: stopping power, coulomb logarithm, effective potential, deposition time, energy loss.

Abstract. In this work energetic characteristics of ions in inertial confinement fusion dense plasma are investigated. The study is performed on the basis of the Coulomb logarithm using the effective interaction potential. The effective interaction potential which including both charge screening at large distance and quantum effects at short distance will be used. The Coulomb logarithm on the basis of the effective interaction potential of the particles is determined by the centre-of-mass scattering angle of the pair Coulomb collisions. The reaction involving the hydrogen isotopes deuterium and tritium (DT-cycle) are investigated. Calculations of the mean deflection angle of the ions, of the stopping time, as well as the range and penetration depth in DT plasma were carried out. The values of the stopping power and slowing down of the initial energy of the α-particles under real conditions in the ICF target are calculated. A wide spectrum of species of heavy ions ⁴⁰Ca¹³⁺, ⁷⁴Ge¹⁸⁺, ¹¹⁰Pd²⁶⁺, ²⁰⁸Pd³⁰⁺, ⁸⁴Kr¹⁸⁺, ²³⁸U³³⁺ is investigated. The comparison of the calculated data for the ion stopping power with experimental and theoretical results of other authors is done.

УДК 533.93

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИОНОВ В ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ ИНЕРЦИОННОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

С. К. Коданова, Т. С. Рамазанов, М. К. Исанова

НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Ключевые слова: тормозная способность, кулоновский логарифм, эффективный потенциал, время торможения, потеря энергий.

Аннотация. В работе исследованы энергетические характеристики ионов в плотной плазме инерционного термоядерного синтеза. Исследование проведено на основе кулоновского логарифма с помощью эффективного потенциала взаимодействия частиц. При расчете кулоновского логарифма использован эффективный потенциал, который учитывает как квантовые эффекты на малых расстояниях, так и эффект экранирования на больших расстояниях. Кулоновский логарифм на основе эффективного потенциала взаимодействия частиц определяется с помощью угла рассеяния центра масс при парном кулоновском столкновении. Исследована реакция с участием изотопов водорода: дейтерия и трития (DT-цикл). Выполнены вычисления среднего угла рассеяния, времени торможения, длины пробега и глубины проникновения иона в DT плазме. Вычислены значения тормозной способности и энергии торможения для альфа-частицы при реальных условиях в мишенях ИТС. Проведено исследование широкого спектра тяжелых ионов вида $^{40}\text{Ca}^{13+}$, $^{74}\text{Ge}^{18+}$, $^{110}\text{Pd}^{26+}$, $^{208}\text{Pb}^{30+}$, $^{84}\text{Kr}^{18+}$, $^{238}\text{U}^{33+}$. Было проведено сравнение с экспериментальными и теоретическими результатами других авторов по потере энергии ионов.

Введение. В последние годы значительное внимание исследователей привлекает изучение состояния вещества с высокими концентрациями энергии и, как следствие, с высокими давлениями и температурами. Особое место среди работ посвященных различным аспектам данной проблемы занимают исследования в области инерционного термоядерного синтеза (ИТС) на пучках тяжелых ионов. Причина такого особого интереса заключается в том, что при сокращении запасов природного топлива термоядерный синтез становится одним из возможных вариантов решения энергетических проблем. Необходимые для этого ускорители действуют в ряде лабораторий мира и хорошо известны как основной экспериментальный инструмент в исследованиях по ядерной физике, физике элементарных частиц, физике плотной плазмы [1-2].

Потребность в новых теоретических и экспериментальных данных по торможению тяжелых ионов в плазме с электронной плотностью выше, необходимых для адекватного качественного описания процессов взаимодействия тяжелоионных пучков с плотной плазмой в широком диапазоне параметров, является принципиальным обоснованием актуальности исследований в области ИТС. Этой проблеме было посвящено большое число теоретических и экспериментальных работ [3, 4]. Действительно, прохождение заряженных частиц через вещество мишени сопровождается разнообразными процессами взаимодействия с элементарными частицами, атомами. Поэтому моделирование тяжелых многозарядных ионов для инерциального термоядерного синтеза требует как качественного, так и количественного описания процессов взаимодействия тяжелых частиц с веществом в широком диапазоне параметров плотностей и температур.

Тормозная способность и кулоновский логарифм. Определяющим параметром при описании взаимодействия ионов с веществом является энергия налетающих частиц. Тормозная способность – параметр, характеризующий скорость потери средней энергии для быстро движущихся электронов или ионов плазмы. Следовательно, тормозная способность [5-6]:

$$\frac{dE}{dx} = 8\pi n \left(\frac{\mu_{\alpha\beta}}{m_{\beta}} \right) \cdot E_c \cdot b_{\perp}^2 \cdot \lambda_{\alpha\beta}, \quad (1)$$

здесь $E_c = \frac{1}{2} \mu_{\alpha\beta} v^2$ – энергия центра масс, v – относительная скорость пробной частицы,

$b_{\perp} = \frac{Z_{\alpha} Z_{\beta} e^2}{2E_c}$, $\lambda_{\alpha\beta}$ – кулоновский логарифм (2).

При оценке энергетических характеристик ионов в плазме необходимо найти значения кулоновского логарифма. Кулоновский логарифм на основе эффективного потенциала взаимодействия частиц определяется с помощью угла рассеяния центра масс при парном кулоновском столкновении [7-8]:

$$\lambda_{\alpha\beta} = \frac{1}{b_{\perp}^2} \int_0^{b_{\max}} \sin^2 \left(\frac{\theta_c}{2} \right) b db, \quad (2)$$

Угол рассеяния центра масс определяется как [7]:

$$\theta_c = \pi - 2b \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{r^2} \left(1 - \frac{\Phi_{\alpha\beta}(r)}{E_c} - \frac{b^2}{r^2} \right)^{-1/2}, \quad (3)$$

где $m_{\alpha\beta} = m_\alpha m_\beta / (m_\alpha + m_\beta)$ - приведенная масса частиц сорта α и β ; $b_\perp = Z_\alpha Z_\beta / (m_{\alpha\beta} v^2)$. В качестве минимального прицельного параметра принят $b_{\min} = \max\{b_\perp, \lambda_{\alpha\beta}\}$, где $\lambda_{\alpha\beta} = \hbar / \sqrt{2\pi m_{\alpha\beta} k_B T}$ - тепловая длина волны де-Бройля.

Использованы следующие безразмерные параметры: $\Gamma = Z_\alpha Z_\beta e^2 / a k_B T$ - параметр связи, где $Z_\alpha e, Z_\beta e$ - заряды частиц сорта α и β ; $a = (3/4\pi n)^{1/3}$ - среднее межчастичное расстояние между частицами, $r_s = a/a_B$ - параметр плотности, $\omega_p = \sqrt{4\pi n e^2 / m_e}$ - плазменная частота. В формуле (3) $\Phi_{\alpha\beta}(r)$ - потенциал взаимодействия частиц и r_0 определяется из уравнения:

$$1 - \frac{\Phi_{\alpha\beta}(r_0)}{E_c} - \frac{b^2}{r_0^2} = 0. \quad (4)$$

Как известно, учет коллективных эффектов экранирования во взаимодействии частиц плазмы необходим для корректного описания статических и динамических свойств плазмы. В данной работе рассматривается плотная плазма, для которой также важен учет квантовых эффектов на малых межчастичных расстояниях. Далее при расчете кулоновского логарифма будем использовать эффективный потенциал, учитывает как квантовые эффекты на малых расстояниях, так и эффект экранирования на больших расстояниях [9]:

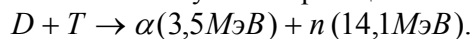
$$\Phi_{\alpha\beta}(r) = \frac{Z_\alpha Z_\beta}{r \sqrt{1 - (2\lambda_{\alpha\beta} / r_D)^2}} (\exp(-rB) - \exp(-rA)), \quad (5)$$

$$B^2 = \frac{1}{2\lambda_{\alpha\beta}^2} \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{2\lambda_{\alpha\beta}}{r_D} \right)^2} \right), \quad A^2 = \frac{1}{2\lambda_{\alpha\beta}^2} \left(1 + \sqrt{1 - \left(\frac{2\lambda_{\alpha\beta}}{r_D} \right)^2} \right),$$

где r_D - радиус экранирования Дебая, $\lambda_{\alpha\beta} = \hbar / \sqrt{2\pi m_{\alpha\beta} k_B T}$ - тепловая длина волны частиц, $m_{\alpha\beta} = m_\alpha m_\beta / (m_\alpha + m_\beta)$ - приведенная масса частиц. Для неизотермической плазмы появляется электрон-ионная характеристическая температура T_{ei} [10-11]. В работе [11] показано, что для корректного описания свойств плазмы электрон-ионная температура должна быть выражена в виде: $T_{ei} = \sqrt{T_e T_i}$.

Энергетические характеристики ионов в плотной плазме. Исследование процессов по торможению тяжелых ионов в плотной плазме инерционного термоядерного синтеза особо актуально [12].

Основой управляемого термоядерного синтеза является обеспечение протекания реакции слияния легких ядер. Наибольший интерес с этой точки зрения представляют реакции с участием изотопов водорода: дейтерия и трития (DT-цикл). Для термоядерного горения часть энергии синтеза должна быть вложена в топливо. В случае DT реакции



В этой реакции общая энергия равная 17.6 МэВ распределяется между α -частицей с энергией 3.5 МэВ и нейтроном с энергией 14.1 МэВ. Чтобы поглотить энергию α -частицы (3.5 МэВ), размеры топлива должны превышать длину ее пробега ρr . Под пробегом ионов в веществе обычно понимают глубины их проникновения в вещество. Пробег частицы определяется следующим образом:

$$\rho r = \int_E^{E_0} \left(\frac{dE}{\rho dx} \right)^{-1} dE, \quad (6)$$

где значение тормозной способности $\frac{dE}{dx}$ вычисляется согласно (1), E_0 - начальная энергия частицы. Для более точного расчета конструкций термоядерной мишени необходимо также определить такие параметры, как средний угол рассеяния, время торможения, глубина проникновения иона. Время торможения иона в DT плазме определяется следующей формулой:

$$t_{dep} = \int_E^{E_0} \left(\frac{dE}{dt} \right)^{-1} dE, \quad (7)$$

Глубина проникновения иона с начальной энергии E_0 можно вычислить следующим уравнением:

$$\rho x = \int_E^{E_0} \langle \cos \theta \rangle \left(\frac{dE}{\rho dx} \right)^{-1} dE. \quad (8)$$

В работе оценены время торможения, средний угол рассеяния, глубина проникновения, эффективный пробег частиц с различной энергией, образующихся в DT плазме. Время торможения иона в DT плазме с начальной энергией $E_0 = 12 \text{ МэВ}$ приведено на рисунке 1. Результаты на графике показывают, что на время торможения влияют значение начальной энергии, плотность и температура топлива, но основной проблемой является процесс торможения иона до $t_{dep} \leq 3 \text{ нс}$ при энергиях до 12 МэВ.

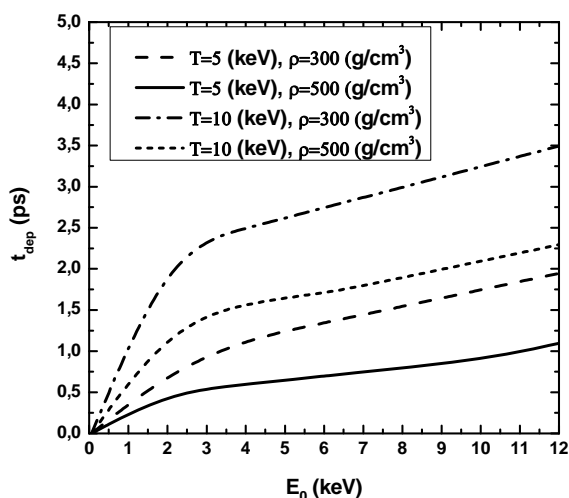


Рисунок 1 – Время торможения иона в DT плазме с начальной энергией $E_0 = 12 \text{ МэВ}$

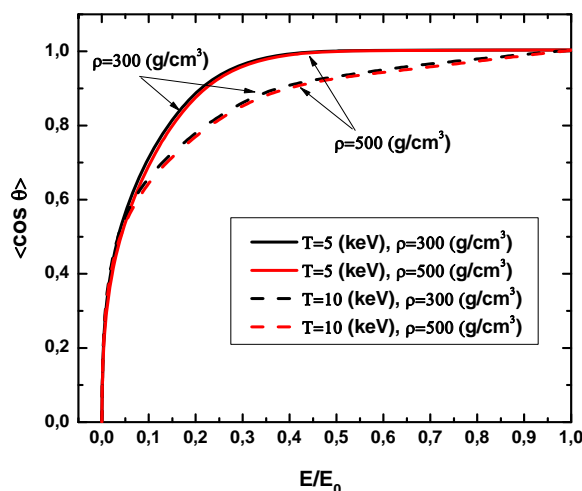


Рисунок 2 – Средний угол рассеяния иона в DT плазме с энергией $E_0 = 12 \text{ МэВ}$

На рисунке 2 приведены значения среднего угла рассеяния иона с энергией $E_0 = 12 \text{ МэВ}$. Показано что, проходящий через мишень ион с начальной энергией $E_0 = 12 \text{ МэВ}$ постоянно меняет направление, пока теряет свою энергию. Как видно из рисунка, плотность мишени не влияет на средний угол рассеяния, в отличие от температуры.

На рисунках 3, 4 приведены значения тормозной способности и энергии торможения для альфа-частицы при реальных условиях в мишенях ИТС.

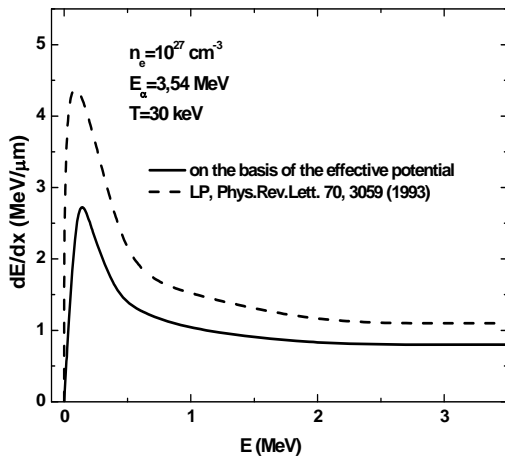


Рисунок 3 – Тормозная способность альфа- частицы в DT плазме с начальной энергией $E_0 = 3.54 \text{ MeV}$

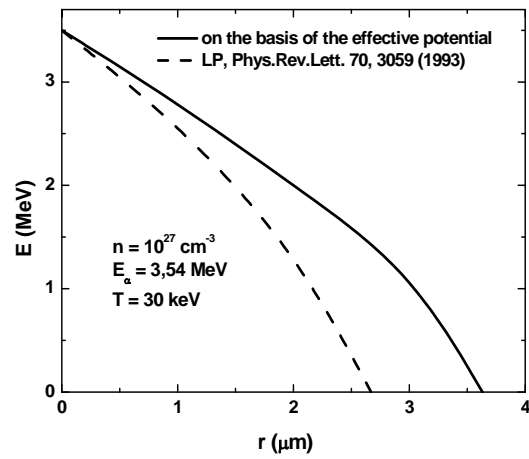


Рисунок 4 – Энергия торможения альфа-частицы с начальной энергией $E_0 = 3.54 \text{ MeV}$ в реакции $D + T \rightarrow \alpha + n$

Пробег α -частицы с энергией 3.5 МэВ в плазме с температурой 30 кэВ составляет около 3 г/см². Следовательно, для того, что бы реализовать эффективный самонагрев топлива за счет поглощения энергии α -частицы, необходимо довести его до таких условий, когда $\rho r > 3 \text{ г/см}^2$.

На рисунках 5, 6 показаны зависимости длины пробега и глубины проникновения протонов с различной энергией от плотности и температуры мишени. Результаты показывают, что при более низкой температуре мишени $T = 5 \text{ кэВ}$, протоны могут сохранять свою энергию внутри мишени при $\rho R < 1.2 \text{ г/см}^2$. Однако, когда мишень становится более горячей $T = 10 \text{ кэВ}$, требуемая начальная энергия протона уменьшается до $\leq 2 \text{ МэВ}$, чтобы удовлетворить требуемую глубину оптимального осаждения.

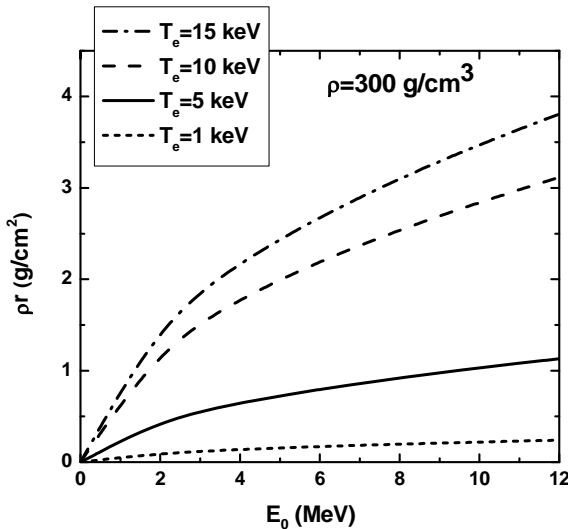


Рисунок 5 – Длина пробега протона в DT плазме при плотности $\rho = 300 \text{ г/см}^2$

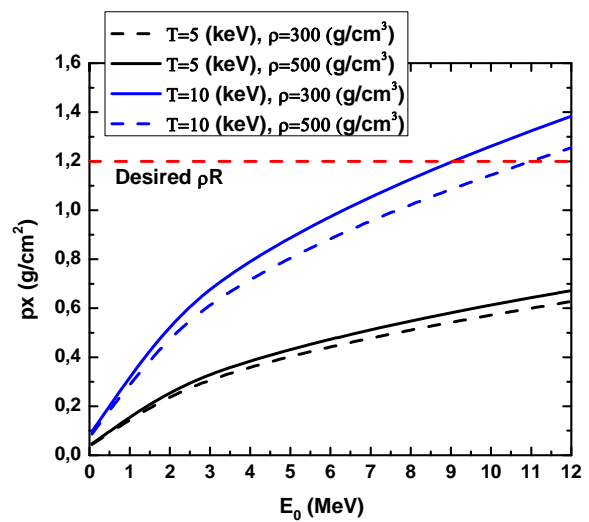


Рисунок 6 – Глубина проникновения протона в DT плазме при разных значениях плотности и температур

Исследование потери энергии заряженных частиц в плазме имеет большое значение для физики плазмы, также как для проблем инерционного синтеза [13, 14]. Действительно, проход заряженных частиц через мишень сопровождается множеством процессов взаимодействия с атомами. Природа и результаты этих взаимодействий зависят от типа энергии пучка заряженных частиц, а так же от типа, плотности, состава и размера мишени.

Первые систематизированные измерения тормозных потерь в плазме с высокой степенью ионизации были проведены на GSI -Дармштадт (Германия) для различных типов ионов – от ^{40}Ca до ^{238}U - с энергией 1,4 МэВ [13, 14]. Мишень, через которую направлялись пучки ионов для измерения энергетических потерь, представляла собой плазму сильноточного разряда в водороде с температурой $T_e = 2\text{eV}$ и плотностью $n_e = 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Кроме исследования широкого спектра тяжелых ионов вида $^{40}\text{Ca}^{13+}$, $^{74}\text{Ge}^{18+}$, $^{110}\text{Pd}^{26+}$, $^{208}\text{Pd}^{30+}$, $^{84}\text{Kr}^{18+}$, $^{238}\text{U}^{33+}$, этот эксперимент [14] свидетельствует об увеличении заряда ионов Z_{eff} при прохождении через плазму.

Сравнение результатов численных вычислений на основе кулоновского логарифма с экспериментом приведены на рисунке 7. Из сравнения результата компьютерного моделирования с экспериментом [14] видно, что значения кулоновского логарифма на основе эффективного потенциала хорошо согласуются с экспериментальными данными. Это можно объяснить учетом увеличения эффективного заряда ионов в эксперименте и изменения кулоновского логарифма в моделировании.

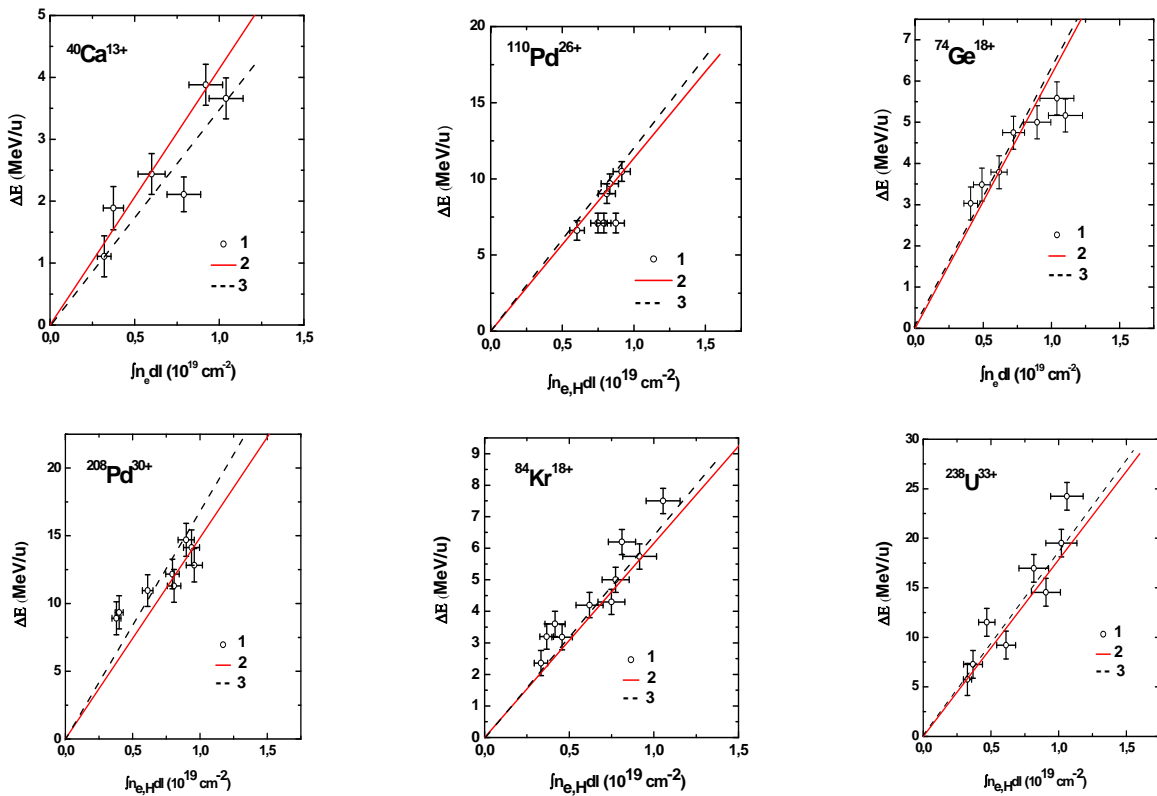


Рисунок 7 – Потеря энергий ионов $^{40}\text{Ca}^{13+}$, $^{74}\text{Ge}^{18+}$, $^{110}\text{Pd}^{26+}$, $^{208}\text{Pd}^{30+}$, $^{84}\text{Kr}^{18+}$, $^{238}\text{U}^{33+}$ в водородной плазме: 1 – эксперимент [14], 2 – на основе эффективного потенциала, 3 – формула Бете

Заключение. В соответствии с теоретическими представлениями плазма должна обладать более высокой тормозной способностью при одинаковой с неионизованным газом плотностью. Причинами этого являются, более высокий эффективный заряд и более высокое значение кулоновского логарифма. Таким образом, знание величин пробегов и профилей энерговыделения тяжелых, заряженных частиц в плазме позволят более точно рассчитать конструкцию термоядерной мишени.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Республики Казахстан в рамках гранта ИТТ-1/ГФ4 2015.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] В.Е. Фортов. Экстремальные состояния вещества – М.: ФИЗМАТЛИТ. - 2009. – 332 с.
 [2] V.E. Fortov. Extreme states of matter on Earth and in the Cosmos. – Berlin: Springer. - 2009. – 332 p.
 [3] В.Е. Фортов, Д. Хоффманн, Б.Ю. Шарков // УФН. – 2008. – Т. 178. – №2. – P.114.
 [4] M. Kulish, A. Golubev, A. Fertman, V. Turtikov, A. Tauschwitz // Review of Scientific Instruments. – 2001. – V. 74, - №5. P. 119.
 [5] C.A. Ordonez, M.I. Molina // Phys. Plasmas. – 1994. – №1. - P. 2515.
 [6] T.S. Ramazanov, S.K. Kodanova // Phys. Plasmas. 2001. – № 8. - P. 5049.
 [7] G. Belyaev, M. Basko, A. Cherkasov, A. Golubev, A. Fertman, I. Roudskoy, S. Savin, B. Sharkov, V. Turtikov, A. Arzumanov, A. Borisenko, I. Gorlachev, S. Lysukhin, D. H. H. Hoffmann, and A. Tauschwitz // Phys. Rev. E. – 1996. - №.53. – P. 2701.
 [8] A. Golubev, M. Basko // Phys. Rev E. – 1996. - № 53. - p. 2701-2707.
 [9] S.K. Kodanova, T.S. Ramazanov, M.K. Issanova, Zh.A. Moldabekov, G. Nigmatova // Contrib. Plasma Phys. -2015. – Vol.55, No. 2-3, p. 271 – 276.
 [10] P. Seufferling, J. Vogel, and C. Toepffer // Phys. Rev. A. - 1989.-Vol. 40. - p. 323-329.
 [11] R. Bredow, Th. Bornath, W.D. Kraeft, R. Redmer // Contrib. Plasma Phys. -2013. - Vol. 53. - p. 276-284.
 [12] M. Mahdavi and T. Koohrokhi // Physical Review E. – 2012. Vol. 85. – P. 016405.
 [13] J.R. Adams, N.S. Shilkin, V.E. Fortov, V.K. Gryaznov, V.B. Mintsev, R. Redmer, H. Reinholz, and G. Ropke // Phys. Plasmas. – 2007. - Vol. 14. - P. 062303.
 [14] Hoffmann D.H.H. et al // Phys. Rev. 1990. - Vol. A 42. P. 2313.

REFERENCES

- [1] V.E. Fortov. Extreme states of matter. *PHIZMATHLIT*, **2009**. 332 p. (in Russ.).
 [2] V.E. Fortov. Extreme states of matter on Earth and in the Cosmos. *Berlin, Springer*, **2009**. 332 p. (in Eng.).
 [3] V.E. Fortov, D.H.H. Hoffmann, B.Yu. Sharkov. *UFN*. **2008**. T. 178, №2. P.114. (in Eng.).
 [4] M. Kulish, A. Golubev, A. Fertman, V. Turtikov, A. Tauschwitz. *Review of Scientific Instruments*, **2001**. V. 74, №5. P. 119. (in Eng.).
 [5] C.A. Ordonez, M.I. Molina. *Phys. Plasmas*, **1994**. 1, P. 2515. (in Eng.).
 [6] T.S. Ramazanov, S.K. Kodanova. *Phys. Plasmas*, **2001**. 8, P. 5049. (in Eng.).
 [7] G. Belyaev, M. Basko, A. Cherkasov, A. Golubev, A. Fertman, I. Roudskoy, S. Savin, B. Sharkov, V. Turtikov, A. Arzumanov, A. Borisenko, I. Gorlachev, S. Lysukhin, D. H. H. Hoffmann, and A. Tauschwitz. *Phys. Rev. E*. **1996**. 53, P. 2701. (in Eng.).
 [8] A. Golubev, M. Basko. *Phys. Rev E*. **1996**. 53, p. 2701-2707. (in Eng.).
 [9] S.K. Kodanova, T.S. Ramazanov, M.K. Issanova, Zh.A. Moldabekov, G. Nigmatova. *Contrib. Plasma Phys.* **2015**. Vol. 55, No. 2-3, p. 271 – 276. (in Eng.).
 [10] P. Seufferling, J. Vogel, and C. Toepffer. *Phys. Rev. A*. **1989**. Vol. 40. p. 323-329. (in Eng.).
 [11] R. Bredow, Th. Bornath, W.D. Kraeft, R. Redmer. *Contrib. Plasma Phys.* **2013**. Vol. 53. p. 276-284. (in Eng.).
 [12] M. Mahdavi and T. Koohrokhi. *Physical Review E*. **2012**. 85, P. 016405. (in Eng.).
 [13] J.R. Adams, N.S. Shilkin, V.E. Fortov, V.K. Gryaznov, V.B. Mintsev, R. Redmer, H. Reinholz, and G. Ropke. *Phys. Plasmas*. **2007**. Vol. 14. P. 062303. (in Eng.).
 [14] D.H.H. Hoffmann et al. *Phys. Rev. A*. **1990**. Vol. 42. P. 2313. (in Eng.).

ИНЕРЦИАЛДЫ ТЕРМОЯДРОЛЫҚ СИНТЕЗ ТЫҒЫЗ ПЛАЗМАСЫНЫҢ
ИОНДАРЫНЫҢ ЭНЕРГЕТИКАЛЫҚ СИПАТТАМАЛАРЫ

С. К. Коданова, Т. С. Рамазанов, М. К. Исанова

Тірек сөздер: тежегіштік қабілет, кулон логарифмы, эффективтік потенциал, тежелу уақыты, энергия жоғалтуы.

Аннотация. Жұмыста инерциалды термоядролық синтез тығыз плазмасының иондарының энергетикалық сипаттамалары зерттелді. Зерттеу Кулон логарифмы негізінде бөлшектердің өзара әсерлесуінің эффективтік потенциалын пайдалана отырып жүргізілді. Кулон логарифмын есептеуде үлкен ара-қашықтықта экрандалу эффектісін, кіші ара-қашықтықта дифракция және симметрия эффектісін ескеретін эффективтік потенциал қолданылды. Кулон логарифмі эффективтік потенциал негізінде қос кулондық соқтығысуда массалар центрінің шашырау бұрышы арқылы анықталады. Сутегі изотоптары: дейтерий мен тритий қатысу реакциясы (DT-цикл) зерттелді. Иондардың DT плазмасында орташа шашырау бұрышы, тежелу уақыты, жол ұзындығы, ену терендігі есептеулері орындалды. ИТС нысаналарында нақты жағдайдағы альфа-бөлшектердің тежегіштік қабілеті мен тежелу энергиясы есептелді. Проведено исследование широкого спектра тяжелых ионов вида $^{40}\text{Ca}^{13+}$, $^{74}\text{Ge}^{18+}$, $^{110}\text{Pd}^{26+}$, $^{208}\text{Pb}^{30+}$, $^{84}\text{Kr}^{18+}$, $^{238}\text{U}^{33+}$ түріндегі ауыр иондардың ауқымды спектрі зерттелді. Ионның тежегіштік қабілеті бойынша басқа авторлардың эксперименттік және теориялық нәтижелерінің есептеу мәліметтерімен салыстыру жүргізілді.

Поступила 15.15.2015 г.

МАЗМҰНЫ

Аспан механикасының және жұлдыздар жүйесі динамикасының мәселелері

<i>Шукиргалиев Б.Т., Панамарев Т.П., Абдрахманов С.Г., Макуков М.А., Омаров Ч.Т.</i> Аккрециялық диск пішінінің белсенді ядролы галактикалардың динамикасына әсері.....	5
<i>Гайсина В., Денисюк Э., Валиуллин Р.</i> Сейферт ғаламдары спектрлеріндегі тыйымдалған эмиссия сызығы.....	12
<i>Дубовиченко С.Б., Джазаиров-Кахраманов А.В., Ткаченко А.С.</i> Протондар шашырауының фазалық талдауы ¹⁶ O. I.....	22
<i>Дубовиченко С.Б., Джазаиров-Кахраманов А.В., Ткаченко А.С.</i> Протондар шашырауының фазалық талдауы ¹⁶ O. II.....	28
<i>Дубовиченко С.Б., Джазаиров-Кахраманов А.В., Ткаченко А.С.</i> Протондар шашырауының фазалық талдауы ¹⁶ O. III.....	33

Жұлдыздарды және тұмандықтарды зерттеу

<i>Кондратьева Л.Н., Рспаев Ф.К., Аймуратов Е.К.</i> RS Ophiuchi спектрлік және фотометрлік бақылаулардың нәтижелері.....	38
<i>Павлова Л.А.</i> Жас жұлдыздар белсенділігінің бақылану белгілері.....	44
<i>Кусакин А.В., Хруслов А.В., Кокумбаева Р.И., Рева И.В.</i> Төрт жаңа ұзақпериодтық айнымалы жұлдыздар.....	49
<i>Кусакин А.В., Хруслов А.В., Кокумбаева Р.И., Рева И.В.</i> NORTHERN SKY VARIABILITY SURVEY мәліметтерінен табылған жаңа қызыл айнымалы жұлдыздар.....	55

Күннің және күн жүйесіндегі денелердің физикасы

<i>Минасянц Г.С., Минасянц Т.М., Томозов В.М.</i> Энергия спектрлері және бөлшектердің қуатты ағымдарының қасиеті.....	60
<i>Шестакова Л.И., Демченко Б.И.</i> 29.03.2006 және 01.08.2008 Күн тұтылуы кезінде тозаңнан сәуле жылдамдығын бақылау.....	64
<i>Шестакова Л.И., Демченко Б.И.</i> Күн тұтылу кезіндегі сәуле жылдамдығының бақылаулары бойынша күн маңындағы тозаңның таралу үлгісі.....	73
<i>Вдовиченко В.Д., Кириенко Г.А., Лысенко П.Г.</i> 2015 жылы көріну маусымында Юпитерде метанды-аммиакты жұтуды зерттеу. I. Экватор аймағы.....	82
<i>Вдовиченко В.Д., Кириенко Г.А., Лысенко П.Г.</i> 2015 жылы көріну маусымында Юпитерде метанды-аммиакты жұтуды зерттеу. II. Экватор белдеулері және тропикалық аймақ.....	87
<i>Вдовиченко В.Д., Кириенко Г.А., Лысенко П.Г.</i> 2015 жылы көріну маусымында Юпитерде метанды-аммиакты жұтуды зерттеу. III. Орталық меридиан.....	91
<i>Каримов А.М., Лысенко П.Г., Тейфель В.Г.</i> 2014 ж. Сатурн – молекулалық жұту жолақтарының ендік вариациялары.....	96
<i>Тейфель В.Г., Каримов А.М., Бондаренко Н.Н., Харитонов Г.А.</i> Сатурндағы аммиакты жұтудың ендік асимметрияларының белгілері.....	102
<i>Диденко А.В., Усольцева Л.А.</i> ПЗС-матрицасы бар 1-м телескопта ғарыш қалдығының кіші көлемді фрагменттерінің және фотометрлік жүйенің бақылаулары үшін фотометрлік стандарттардың тізімі.....	109
<i>Кругов М.А., Личкановский Н.В., Терещенко В.М.</i> Екі каналды жетітүсті ПЗС-фотометр.....	115
<i>Диденко А.В., Комаров А.А., Терещенко В.М.</i> Жетітүсті фотометрдің көзкөрім каналының фотометрлік үлгілеуі.....	120

Теориялық және тәжірибелік зерттеулер

<i>Асанова А.Т., Иманчиев А.Е.</i> Үшінші ретті дифференциалдық теңдеу үшін көпнүктелі шеттік есептің бірмәнді шешілімділігі туралы.....	124
<i>Ахметова А.М., Нұрманова С.А.</i> Ашық кілтті ақпаратты қорғау құралдарына талдау жасау.....	133
<i>Бастықова Н.Х., Коданова С.К., Рамазанов Т.С., Майоров С.А.</i> Термоядролық реактордың қабырғалық плазмасында тозаңды бөлшектің динамикасы.....	140
<i>Боос Э.Г., Темірәлиев Т., Избасаров М., Самойлов В.В., Турсунов Р.А., Федосимова А.И.</i> Импульсі 32 ГэВ/с антипротон-протондық әрекеттестіктерде оқиға сфериситасының зарядталған мезондарға берілген энергиямен корреляциясы.....	145
<i>Бошқаев Қ.А., Сулейманова Ш.С., Аймұратов Е.Қ., Жәми Б.А., Тоқтарбай С., Таукенова Ә.С., Қалымова Ж.А.</i> Керр және Хартл-Горн метрикаларының сәйкестігі.....	151
<i>Исадықов А.Н., Иванов М.А., Жаугашева С.А., Нұрбакова Г.С., Мукушев Б.А.</i> K ₀ [*] (800) және f ₀ (980) скалярлық мезондардың ыдырау енін кварктардың коварианттық моделінің негізінде есептеу.....	159
<i>Коданова С.К., Рамазанов Т.С., Исанова М.К.</i> Инерциалды термоядролық синтез тығыз плазмасының иондарының энергетикалық сипаттамалары.....	165

СОДЕРЖАНИЕ

Проблемы небесной механики и динамики звездных систем

<i>Шукиргалиев Б.Т., Панамарев Т.П., Абдрахманов С.Г., Макуков М.А., Омаров Ч.Т.</i> Влияние профиля аккреционного диска на динамику активных ядер галактик.....	5
<i>Гайсина В., Денисюк Э., Валиуллин Р.</i> Запрещенные эмиссионные линии в спектрах сейфертовских галактик.....	12
<i>Дубовиченко С.Б., Джазаиров-Кахраманов А.В., Ткаченко А.С.</i> Фазовый анализ рассеяния протонов ^{16}O . I.....	22
<i>Дубовиченко С.Б., Джазаиров-Кахраманов А.В., Ткаченко А.С.</i> Фазовый анализ рассеяния протонов ^{16}O . II.....	28
<i>Дубовиченко С.Б., Джазаиров-Кахраманов А.В., Ткаченко А.С.</i> Фазовый анализ рассеяния протонов ^{16}O . III.....	33

Исследование звезд и туманностей

<i>Кондратьева Л.Н., Рспаев Ф.К., Аймуратов Е.К.</i> Результаты спектральных и фотометрических наблюдений RS Ophiuchi.....	38
<i>Павлова Л.А.</i> Наблюдаемые признаки активности молодых звезд.....	44
<i>Кусакин А.В., Хруслов А.В., Кокумбаева Р.И., Рева И.В.</i> Четыре новые долгопериодические переменные звезды.....	49
<i>Кусакин А.В., Хруслов А.В., Кокумбаева Р.И., Рева И.В.</i> Новые красные переменные звезды, найденные в данных NORTHERN SKY VARIABILITY SURVEY.....	55

Физика Солнца и тел солнечной системы

<i>Минасянц Г.С., Минасянц Т.М., Томозов В.М.</i> Спектры энергии и свойства мощных потоков частиц.....	60
<i>Шестакова Л.И., Демченко Б.И.</i> Наблюдения лучевых скоростей от пыли во время Солнечных затмений 29.03.2006 и 01.08.2008.....	64
<i>Шестакова Л.И., Демченко Б.И.</i> Модель распределения окосолнечной пыли по наблюдениям лучевых скоростей во время Солнечных затмений.....	73
<i>Вдовиченко В.Д., Кириенко Г.А., Лысенко П.Г.</i> Исследование метаново-аммиачного поглощения на Юпитере в сезон видимости 2015 года. I. Экваториальная область.....	82
<i>Вдовиченко В.Д., Кириенко Г.А., Лысенко П.Г.</i> Исследование метаново-аммиачного поглощения на Юпитере в сезон видимости 2015 года. II. Экваториальные пояса и тропические зоны.....	87
<i>Вдовиченко В.Д., Кириенко Г.А., Лысенко П.Г.</i> Исследование метаново-аммиачного поглощения на Юпитере в сезон видимости 2015 года. III. Центральные меридианы.....	91
<i>Каримов А.М., Лысенко П.Г., Тейфель В.Г.</i> Сатурн в 2014 г. – широтные вариации молекулярных полос поглощения.....	96
<i>Тейфель В.Г., Каримов А.М., Бондаренко Н.Н., Харитонов Г.А.</i> Признаки широтной асимметрии аммиачного поглощения на Сатурне.....	102
<i>Диденко А.В., Усольцева Л.А.</i> Список фотометрических стандартов для наблюдений малоразмерных фрагментов космического мусора и фотометрическая система 1-м телескопа с ПЗС-матрицей.....	109
<i>Кругов М.А., Личкановский Н.В., Терещенко В.М.</i> Двухканальный семицветный ПЗС-фотометр.....	115
<i>Диденко А.В., Комаров А.А., Терещенко В.М.</i> Фотометрическая калибровка визуального канала семицветного фотометра.....	120

Теоретические и экспериментальные исследования

<i>Асанова А.Т., Иманчиев А.Е.</i> Об однозначной разрешимости многоточечной краевой задачи для дифференциального уравнения третьего порядка.....	124
<i>Ахметова А.М., Нугманова С.А.</i> Анализ средств защиты информации с открытым ключом.....	133
<i>Бастыкова Н.Х., Коданова С.К., Рамазанов Т.С., Майоров С.А.</i> Динамика пылинки в пристеночной плазме термоядерного реактора.....	140
<i>Боос Э.Г., Темралиев Т., Избасаров М., Самойлов В.В., Турсунов Р.А., Федосимова А.И.</i> Корреляция сферисити событий с энергией, переданной заряженным мезонам, в антипротон-протонных взаимодействиях при 32 ГэВ/с.....	145
<i>Бошкаев К.А., Сулейманова Ш.С., Аймуратов Е.К., Жами Б.А., Токтарбай С., Таукенова А.С., Калымова Ж.А.</i> Соответствие метрик Керра и Хартла-Горна.....	151
<i>Исадыков А.Н., Иванов М.А., Жаугашиева С.А., Нурбакова Г.С., Мукушев Б.А.</i> Вычисление ширин распадов скалярных мезонов $K_0^*(800)$ и $f_0(980)$ в ковариантной модели кварков.....	159
<i>Коданова С.К., Рамазанов Т.С., Исанова М.К.</i> Энергетические характеристики ионов в плотной плазме инерционного термоядерного синтеза.....	165

CONTENTS

Problems of celestial mechanics and dynamics of stellar systems

<i>Shukirgaliyev B.T., Panamarev T.P., Abdrakhmanov S.G., Makukov M.A., Omarov Ch.T.</i> Effect of accretion disc profile on the dynamics of active galactic nuclei.....	5
<i>Gaisina V., Denissyuk E., Valiullin R.</i> Forbidden emission lines in the spectra of Seyfert galaxies.....	12
<i>Dubovichenko S.B., Dzhezairov-Kakhramanov A.V., Tkachenko A.S.</i> Phase shifts analysis of protons elastic scattering on ^{16}O . I.....	22
<i>Dubovichenko S.B., Dzhezairov-Kakhramanov A.V., Tkachenko A.S.</i> Phase shifts analysis of protons elastic scattering on ^{16}O . II.....	28
<i>Dubovichenko S.B., Dzhezairov-Kakhramanov A.V., Tkachenko A.S.</i> Phase shifts analysis of protons elastic scattering on ^{16}O . III.....	33

Investigation of stars and nebulae

<i>Kondratyeva L., Rspaev F., Aimuratov E.</i> Results of the spectral and photometric observations of RS Ophiuchi.....	38
<i>Pavlova L.A.</i> The observing phenomena of the young stars activity.....	44
<i>Kusakin A., Khruslov A., Kokumbaeva R., Reva I.</i> For new long-period variable stars.....	49
<i>Kusakin A., Khruslov A., Kokumbaeva R., Reva I.</i> New red variable stars found in the northern sky variability survey.....	55

Physics of sun and bodies of the Solar system

<i>Minasyants G.S., Minasyants T.M., Tomozov V.M.</i> Energy Spectra and Properties of Solar Energetic Particles.....	60
<i>Shestakova L., Demchenko B.</i> Observations of the radial velocities of dust during Solar eclipses 29.03.2006 and 01.08.2008.....	64
<i>Shestakova L., Demchenko B.</i> Model of distribution of circumsolar dust according the radial-velocity observations during Solar eclipses.....	73
<i>Vdovichenko V.D., Kirienko G.A., Lysenko P.G.</i> The study of metan-ammonium absorption on Jupiter in season of 2015 visibility. I. Equatorial area.....	82
<i>Vdovichenko V.D., Kirienko G.A., Lysenko P.G.</i> The study of metan-ammonium absorption on Jupiter in season of 2015 visibility. II. Equatorial belts and Tropical zones.....	87
<i>Vdovichenko V.D., Kirienko G.A., Lysenko P.G.</i> The study of metan-ammonium absorption on Jupiter in season of 2015 visibility. III. Central Meridian.....	91
<i>Karimov A.M., Lyssenro P.G., Tejfel V.G.</i> Saturn in 2014 – latitudinal variations of molecular absorption.....	96
<i>Tejfel V.G., Karimov A.M., Bondarenko N.N., Kharitonova G.A.</i> The evidences of latitudinal asymmetry of the ammonia absorption on Saturn.....	102
<i>Didenko A.V., Usolizeva L.A.</i> List of photometric standards for observing of optically faint geo debris and photometric system of 1-m telescope with the CCD.....	109
<i>Krugov M.A., Lichkanovsky N.V., Tereschenko V.M.</i> The two-channel seven-color CCD photometer.....	115
<i>Didenko A., Komarov A., Tereschenko V.</i> The photometrical calibration of visual channel of seven-color photometer.....	120

Theoretical and experimental researches

<i>Assanova A.T., Imanchiev A.E.</i> On the unique solvability of a multi-point boundary value problem for a third-order differential equation.....	124
<i>Akhmetova A.M., Nugmanova S.A.</i> Analysis of information security tools with public key.....	133
<i>Bastykova N.Kh., Kodanova S.K., Ramazanov T.S., Maiorov S.A.</i> The dust dynamics in the edge of fusion plasma.....	140
<i>Boos E.G., Temiraliyev T., Izbasarov M., Samoilov V.V., Tursunov R.A., Fedosimova A.I.</i> correlation of sphericity and energy, transferred to charged mesons, in antiproton-proton interactions at 32 GeV/c.....	145
<i>Boshkayev K.A., Suleymanova Sh.S., Aimuratov Ye.K., Zhami B.A., Toktarbay S., Taukenova A.S., Kalymova Zh.A.</i> Correspondence of the Kerr and Hartle-Thorne metrics.....	151
<i>Issadykov A.N., Ivanov M.A., Zhaugasheva S.A., Nurbakova G.S., Mukushev B.A.</i> Calculation of decay widths for $K_0^*(800)$ and $f_0(980)$ scalar mesons in covariant quark model.....	159
<i>Kodanova S.K., Ramazanov T.S., Issanov M.K.</i> Energetic characteristics of ions in inertial confinement fusion dense plasma.....	165

**Publication Ethics and Publication Malpractice
in the journals of the National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan**

For information on Ethics in publishing and Ethical guidelines for journal publication see <http://www.elsevier.com/publishingethics> and <http://www.elsevier.com/journal-authors/ethics>.

Submission of an article to the National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan implies that the described work has not been published previously (except in the form of an abstract or as part of a published lecture or academic thesis or as an electronic preprint, see <http://www.elsevier.com/postingpolicy>), that it is not under consideration for publication elsewhere, that its publication is approved by all authors and tacitly or explicitly by the responsible authorities where the work was carried out, and that, if accepted, it will not be published elsewhere in the same form, in English or in any other language, including electronically without the written consent of the copyright-holder. In particular, translations into English of papers already published in another language are not accepted.

No other forms of scientific misconduct are allowed, such as plagiarism, falsification, fraudulent data, incorrect interpretation of other works, incorrect citations, etc. The National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan follows the Code of Conduct of the Committee on Publication Ethics (COPE), and follows the COPE Flowcharts for Resolving Cases of Suspected Misconduct (http://publicationethics.org/files/u2/New_Code.pdf). To verify originality, your article may be checked by the Cross Check originality detection service <http://www.elsevier.com/editors/plagdetect>.

The authors are obliged to participate in peer review process and be ready to provide corrections, clarifications, retractions and apologies when needed. All authors of a paper should have significantly contributed to the research.

The reviewers should provide objective judgments and should point out relevant published works which are not yet cited. Reviewed articles should be treated confidentially. The reviewers will be chosen in such a way that there is no conflict of interests with respect to the research, the authors and/or the research funders.

The editors have complete responsibility and authority to reject or accept a paper, and they will only accept a paper when reasonably certain. They will preserve anonymity of reviewers and promote publication of corrections, clarifications, retractions and apologies when needed. The acceptance of a paper automatically implies the copyright transfer to the National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan.

The Editorial Board of the National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan will monitor and safeguard publishing ethics.

Правила оформления статьи для публикации в журнале смотреть на сайте:

www.nauka-nanrk.kz

<http://www.physics-mathematics.kz>

Редактор *М. С. Ахметова*
Верстка на компьютере *Д. Н. Калкабековой*

Подписано в печать 25.09.2015.
Формат 60x881/8. Бумага офсетная. Печать – ризограф.
11,0 п.л. Тираж 300. Заказ 5.