

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



SERIES

OF PHYSICAL AND MATHEMATICAL

5 (291)

**ҚЫРКҮЙЕК – ҚАЗАН 2013 ж.
СЕНТЯБРЬ – ОКТЯБРЬ 2013 г.
SEPTEMBER – OCTOBER 2013**

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

Бас редактор
ҚР ҰҒА академигі
Б. Т. Жұмағұлов

Редакция алқасы:

физика-математика ғылымдарының докторы **Н. М. Темірбеков** (бас редактордың орынбасары), ҚР ҰҒА-ның академиктері **Н. Ж. Тәкібаев, С. Н. Харин, Т. Ш. Кәлменов, Н. Қ. Блиев, Б. Н. Мұқашев, М. Ө. Өтелбаев**, физика-математика ғылымдарының докторы **Қ. Қ. Қадыржанов**, физика-математика ғылымдарының докторы **Н. Т. Данаев**, физика-математика ғылымдарының докторы **Т. С. Рамазанов**, физика-математика ғылымдарының докторы **Ө. Ө. Өмірбаев**, академик **А. Гаджиев** (Әзірбайжан), академик **А. Пашаев** (Әзірбайжан), академик **И. Тигиняну** (Молдова), академик **И. Н. Вишневский** (Украина), академик **А. М. Ковалев** (Украина), академик **А. А. Михалевич** (Беларусь), химия ғылымдарының докторы **Н. Бейсен** (жауапты хатшы)

Главный редактор
академик НАН РК
Б. Т. Жумагулов

Редакционная коллегия:

доктор физико-математических наук **Н. М. Темирбеков** (заместитель главного редактора), академики НАН РК **Н. Ж. Такибаев, С. Н. Харин, Т. Ш. Кальменов, Н. К. Блиев, Б. Н. Мукашев, М. О. Отелбаев**, доктор физико-математических наук **К. К. Кадыржанов**, доктор физико-математических наук **Н. Т. Данаев**, доктор физико-математических наук **Т. С. Рамазанов**, доктор физико-математических наук **У. У. Умирбаев**, академик **А. Гаджиев** (Азербайджан), академик **А. Пашаев** (Азербайджан), академик **И. Тигиняну** (Молдова), академик **И. Н. Вишневский** (Украина), академик **А. М. Ковалев** (Украина), академик **А. А. Михалевич** (Беларусь), доктор химических наук **Н. Бейсен** (ответственный секретарь)

Editor-in-chief
academician of the NAS of the RK
B. T. Zhumagulov

Editorial staff:

doctor of physical and mathematical sciences **N.M. Temirbekov** (deputy editor-in-chief), academicians of the NAS of the RK **N. Zh. Takibayev, S. N. Harin, T. Sh. Kalmenov, N. K. Bliiev, B. N. Mukashev, M. O. Otelbaev**, doctor of physical and mathematical sciences **K. K. Kadirzhanov**, doctor of physical and mathematical sciences **N. T. Danaev**, doctor of physical and mathematical sciences **T. S. Ramazanov**, doctor of physical and mathematical sciences **U. U. Umirbaev**, academician **A. Gadzhiev** (Azerbaijan), academician **A. Pashaev** (Azerbaijan), academician **I. Tiginaynu** (Moldova), academician **I. N. Vishnevskiyi** (Ukraine), academician **A. M. Kovalov** (Ukraine), academician **A. A. Mikhalevich** (Belarus), doctor of chemical sciences **N. Beysen** (secretary)

«Известия НАН РК. Серия физико-математическая» I 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: 3000 экземпляров.

Адрес редакции: 050010, г. Алматы, ул. Шевченко, 28, ком. 219, 220, тел.: 272-13-19, 272-13-18 www.akademiyanauk.kz
Адрес типографии: ИП «Аруна», г. Алматы, ул. Муратбаева, 75.

Проблемы небесной механики и динамики звездных систем

УДК 52-48, 524, 539.14, 539.17

Н. В. АФАНАСЬЕВА, С. Б. ДУБОВИЧЕНКО

(ДТОО «Астрофизический институт им. Фесенкова», Алматы, Республика Казахстан)

РАДИАЦИОННЫЙ $n^{15}\text{N}$ ЗАХВАТ. I

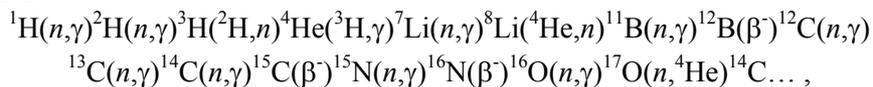
Аннотация. В потенциальной кластерной модели с разделением орбитальных состояний по схемам Юнга и запрещенными состояниями рассмотрена возможность описания экспериментальных данных для полных сечений радиационного $n^{15}\text{N}$ захвата при астрофизических и низких энергиях.

Ключевые слова: ядерная физика, легкие атомные ядра, низкие и астрофизические энергии, упругое рассеяние, $n^{15}\text{N}$ -система, потенциальное описание, радиационный захват, полные сечения, термоядерные реакции, первичный нуклеосинтез, потенциальная кластерная модель, запрещенные состояния, классификация орбитальных состояний по схемам Юнга.

Тірек сөздер: ядролық физика, жеңіл атом ядролары, төмен және астрофизикалық энергиялар, серпімді шашыраулар, $n^{15}\text{N}$ -жүйесі, ықтимал сипаттама, радиациялық қармау, тұтас кима, термоядролық реакциялар, бастапқы нуклеосинтез, ықтимал кластерлік үлгі, тыйым салынған жағдай, Юнг сызбасы орбиталық жағдайларды жіктеу.

Keywords: nuclear physics, light atomic nuclei, low and astrophysical energies, elastic scattering of the nuclear particles $n^{15}\text{N}$ -system, potential description, radiative capture, total cross section, thermonuclear processes, primordial nucleosynthesis, potential cluster model, forbidden states, classification orbital states on Young's schemes.

Введение. Продолжая изучение реакций радиационного захвата нейтронов на легких атомных ядрах, которые входят в различные термоядерные процессы, остановимся на реакции $n^{14}\text{N} \rightarrow ^{15}\text{N}\gamma$ захвата при низких энергиях. Этот процесс входит в основную цепочку реакций первичного нуклеосинтеза [1]



которые определяли развитие наблюдаемой нами Вселенной. Для анализа данного процесса, как обычно, будут использоваться методы расчетов, основанные на потенциальной кластерной модели (ПКМ) легких атомных ядер с запрещенными состояниями (ЗС). Наличие ЗС определяется на основе классификации орбитальных состояний кластеров по схемам Юнга [2]. В используемом подходе потенциалы межкластерных взаимодействий для процессов рассеяния строятся на основе воспроизведения фаз упругого рассеяния рассматриваемых частиц с учетом их резонансного поведения или исходя из структуры спектров резонансных состояний конечного ядра. Для связанных (СС) или основных состояний (ОС) ядер, образующихся в результате реакции захвата, в кластерном канале, который совпадает с начальными частицами, межкластерные потенциалы строятся исходя из описания энергии связи этих частиц в конечном ядре и некоторых основных характеристик таких состояний [3]. В первой части данной работы рассмотрим классификацию кластерных состояний по схемам Юнга и получим межкластерные потенциалы взаимодействия.

Потенциалы и фазы упругого рассеяния. Переходя к анализу полных сечений $n^{15}\text{N}$ захвата, заметим, что классификация орбитальных состояний ядра ^{15}N в $n^{14}\text{N}$ канале по схемам Юнга была качественно рассмотрена нами в работе [4]. Поэтому для $n^{15}\text{N}$ системы имеем $\{1\} \times \{4443\} \rightarrow \rightarrow \{5443\} + \{4444\}$ [5]. Первая из полученных схем совместима с орбитальными моментами $L = 1, 3$ и является запрещенной, поскольку имеет пять клеток в первой строке, а вторая схема разрешена и совместима с $L = 0$ [5]. Таким образом, ограничиваясь только низшими парциальными волнами, можно считать, что в потенциалах S и D волн запрещенные состояния отсутствуют, а P волна содержит связанное ЗС. Разрешенное в D волне состояние соответствует ОС ядра ^{16}N и находится

при энергии связи $n^{15}\text{N}$ системы -2.491 МэВ [6]. Поскольку момент ^{15}N равен $J^\pi, T = 1/2^-, 1/2$ [7], а для ^{16}N известны характеристики $J^\pi, T = 2^-, 1$ [6], то связанное ОС ядра ^{16}N в $n^{15}\text{N}$ канале может являться смесью синглетного и триплетного 1D_2 и 3D_2 состояний с полным моментом $J = 2$. Потенциал парциальной S волны также может содержать связанное разрешенное состояние (РС).

Для описания полных сечений радиационного $n^{15}\text{N}$ захвата мы рассматривали в основном $E1$ переходы. В данном процессе такой переход возможен из нерезонансной 3P_2 волны рассеяния с нулевыми фазами при энергиях до 1.0 МэВ на триплетную часть 3D_2 волновой функции связанного ОС $n^{15}\text{N}$ кластеров в ядре ^{16}N , т.е. переход $^3P_2 \rightarrow ^3D_2$. Кроме того, возможны $E1$ переходы из резонансной при 0.921 МэВ [6] P_1 волны рассеяния, которая является смесью триплетного 3P_1 и синглетного 1P_1 состояния, на триплетную 3D_2 и синглетную 1D_2 часть волновой функции (ВФ) ОС соответственно. Ранее мы уже рассматривали аналогичную ситуацию для $n^7\text{Li}$ захвата [3], представляя полное сечения в виде суммы сечений для переходов из разных частей S волны рассеяния, смешанной по спинам, на разные части ВФ ОС также смешанные по спину.

При выполнении расчетов полных сечений радиационного захвата ядерная часть межкластерного потенциала $n^{15}\text{N}$ взаимодействия, как обычно, представляется в гауссовом виде $V(r) = -\exp(-\gamma r^2)$ [2, 3]. Однако для потенциала резонансных при 0.921 МэВ [6] $^{1+3}P_1$ волн рассеяния с одним ЗС не удалось получить параметры способные правильно передать ширину резонанса. Например, потенциал с параметрами $V_{P_1} = -7687.40$ МэВ, $\gamma_{P_1} = 10.0$ Фм $^{-2}$ приводит к ширине резонанса при энергии 0.921 МэВ равной 138 кэВ (с.ц.м.), что примерно в 10 раз больше экспериментальной величины 14 кэВ (л.с.), приведенной в табл.16.10 работы [6]. Хотя по данным таблицы 16.5 из того же обзора [6] эта ширина равна $15(5)$ кэВ в с.ц.м.

Расчет P_1 фазы упругого $n^{15}\text{N}$ рассеяния с таким потенциалом при энергиях от 0.2 до 1.25 МэВ приводит к ее резонансной форме показанной на рисунке 1 непрерывной кривой. Для того чтобы правильно передавал ширину резонанса нужно сильно увеличить параметр γ , т.е. уменьшить ширину потенциала. Например, параметры 15385.47 МэВ и 20.0 Фм $^{-2}$ приводят к ширине резонанса около 98 кэВ в с.ц.м., а фаза такого потенциала показана на рисунке 1 точечной кривой. Параметры еще более узкого потенциала с одним ЗС

$$V_{P_1} = -30781.774 \text{ МэВ}, \gamma_{P_1} = 40.0 \text{ Фм}^{-2}. \quad (1)$$

приводят к ширине резонанса 70 кэВ в с.ц.м., а его фаза представлена на рис.1 штрих-пунктирной кривой. Относительная точность вычисления P_1 фазы рассеяния в данных расчетах составляет примерно 10^{-3} и для резонансной энергии 921 кэВ такой потенциал приводит к величине фазы $90.0(1)^\circ$. Здесь нужно иметь в виду, что константа \hbar^2/m_0 принималась равной 41.4686 МэВ·Фм 2 .

Аналогичный P_1 потенциал рассеяния без ЗС и параметрами $V_{P_1} = -1321.18$ МэВ и $\gamma_{P_1} = 5.0$ Фм $^{-2}$ имеет ширину резонанса примерно 148 кэВ (с.ц.м.), а его фаза показана на рисунке 1 штриховой кривой, которая мало отличается от непрерывной линии. Отсюда видно, что для потенциала без

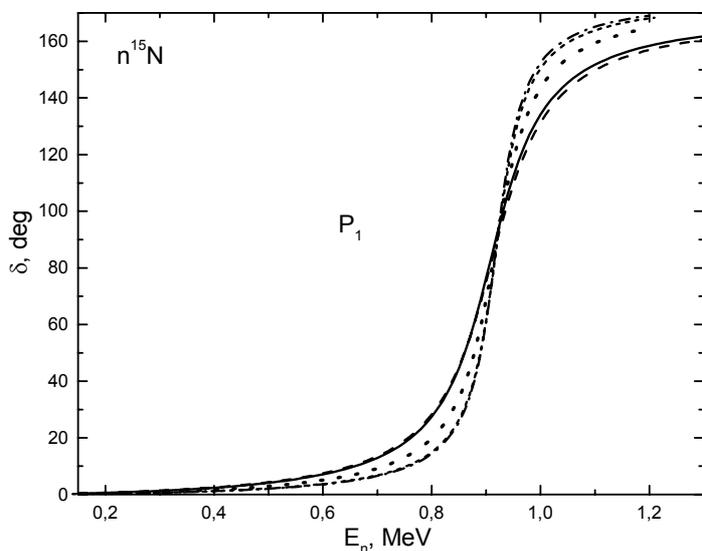


Рисунок 1 –
Фазы упругого $n^{15}\text{N}$ рассеяния в P_1 волне.
Кривые получены для разных потенциалов,
описанных в тексте

ЗС, который не согласуется с классификацией по схемам Юнга, также потребуется очень малая ширина, чтобы правильно описать наблюдаемую ширину резонанса [6]. Например, потенциал без ЗС

$$V_{p1} = -5302.745 \text{ МэВ}, \gamma_{p1} = 20.0 \text{ Фм}^{-2}$$

имеет ширину резонанса примерно 74 кэВ (с.ц.м.), а его фаза показана на рисунке 1 короткими штрихами – она практически не отличается от штрих-пунктирной кривой для потенциала (1). Этот потенциал будет использован далее для сравнения результатов по сечениям захвата, рассчитанным для взаимодействий, которые удовлетворяют приведенной выше классификации ЗС по схемам Юнга (см. потенциал (1)) поскольку оба они дают примерно одинаковые ширины резонанса при 921 кэВ. Заметим, что волновая функция этого потенциала при энергии упругого рассеяния, например, 10 эВ носит плавный характер и не содержит узла. В тоже время, ВФ непрерывного спектра для $n^{15}\text{N}$ рассеяния при той же энергии для потенциала с ЗС (1) содержит узел примерно при 0.14 Фм.

Для потенциалов нерезонансных 3P_2 и 3P_0 волн с одним ЗС использовались значения параметров, основанные на предположении, что в рассматриваемой области энергий, т.е. до 1.0 МэВ их фазы равны нулю, поскольку в спектрах ядра ^{16}N в $n^{15}\text{N}$ канале не наблюдается резонансных уровней с $J^\pi = 2^+$ и 0^+ (см. таблицу 16.10 в работе [6]). В частности, получено

$$V_p = -500.0 \text{ МэВ}, \gamma_p = 1.0 \text{ Фм}^{-2} \quad (2)$$

Расчет P фаз с таким потенциалом при энергии до 1.0 МэВ приводит к их значениям не более 0.1° .

Потенциал без ЗС связанного $^{1+3}D_2$ состояния должен правильно воспроизводить энергию связи основного состояния ядра ^{16}N с $J^\pi, T = 2^-, 1$ в $n^{15}\text{N}$ канале при -2.491 МэВ [6] и разумно описывать среднеквадратичный радиус ^{16}N , экспериментальное значение которого, по-видимому, не должно сильно превышать радиус ^{16}O равный 2.710(15) Фм [6], при экспериментальном радиусе ^{15}N 2.612(9) Фм [7]. В этих расчетах используется нулевой зарядовый радиус нейтрона с его массовым радиусом равным радиусу протона 0.8775(51) Фм. В результате были получены следующие параметры для потенциала основного состояния ядра ^{16}N в $n^{15}\text{N}$ канале

$$V_{g.s} = -49.5356532 \text{ МэВ}, \gamma_{g.s} = 0.07 \text{ Фм}^{-2}. \quad (3)$$

Потенциал приводит к энергии связи -2.49100003 МэВ при точности конечно-разностного метода (КРМ) 10^{-8} МэВ, среднеквадратичному зарядовому радиусу 2.63 Фм и массовому радиусу 2.76 Фм. Для асимптотической константы, определенной в работе [8] и записанной в безразмерном виде, получено значение 0.96(1) на интервале $6 \div 19$ Фм. Ошибка константы определяется ее усреднением по указанному выше интервалу расстояний. В работе [9] для этой АК приведено $0.85 \text{ Фм}^{-1/2}$, что после перерасчета к безразмерной величине при $\sqrt{2k} = 0.821$ дает 1.04 – эта величина только на 10% отличается от полученной выше. Еще раз обратим внимание, что перерасчет АК требуется, поскольку в работе [9] использовалось другое определение АК, которое отличается от используемого здесь [2,3] на множитель $\sqrt{2k}$.

Для дополнительного контроля вычисления энергии ОС использовался вариационный метод (ВМ) [10], который уже на сетке с размерностью $N = 10$ и независимым варьированием параметров для потенциала (3) позволил получить энергию -2.49100001 МэВ. Величина АК равна 0.96(1) в области $9 \div 24$ Фм, а зарядовый радиус не отличается от полученного в КРМ расчетах. Напомним, что поскольку вариационная энергия при увеличении размерности базиса уменьшается и дает верхний предел истинной энергии связи, а конечно-разностная энергия при уменьшении величины шага и увеличении числа шагов увеличивается [10], то для реальной энергии связи в таком потенциале можно принять среднюю величину -2.49100002(1) МэВ. Таким образом, точность определения двухчастичной энергии связи данного ядра в $n^{15}\text{N}$ канале с потенциалом (3) двумя методами (КРМ и ВМ) по двум различным и независимым компьютерным программам находится на уровне $\pm 10^{-8}$ МэВ или ± 0.01 эВ, что совпадает с изначально задаваемой в КРМ точностью при определении энергии связи двухкластерной системы равной 10^{-8} МэВ.

В результате получены все основные потенциалы межкластерного взаимодействия в непрерывном и дискретном спектре, необходимые для выполнения расчетов полных сечений реакции $n^{15}\text{N}$ захвата.

Работа частично поддерживалась грантом № 0151/ГФ2 МОН РК.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Heil M. et al. The (n,γ) cross section of ${}^7\text{Li}$ // *Astrophys. Jour.* – 1998. – Vol. 507. – P. 997-1002; Masayuki Igashira, Toshiro Ohsaki Neutron capture nucleosynthesis in the Universe // *Sci. Tech. Adv. Materials.* – 2004. – Vol. 5. – P. 567-573; Nagai Y. et al. Fast neutron capture reactions in nuclear astrophysics // *Hyperfine Interactions.* – 1996. – Vol. 103. – P. 43-48; Liu Z.H. et al. Asymptotic normalization coefficients and neutron halo of the excited states in ${}^{12}\text{B}$ and ${}^{13}\text{C}$ // *Phys. Rev.* – 2001. – Vol. C64. – P. 034312-1–034312-5.
- 2 Дубовиченко С.Б. Термоядерные процессы Вселенной. Изд. второе, исправленное и дополненное. Серия «Казахстанские космические исследования». – Т. 7. – Алматы: А-три, 2011. – 402 с.
- 3 Дубовиченко С.Б. Избранные методы ядерной астрофизики. Первичный нуклеосинтез Вселенной. Изд. второе, исправленное и дополненное. – Germany: Lambert Academy Publ., 2013. – 472 с.
- 4 Дубовиченко С.Б. Радиационный $n^{14}\text{N}$ захват при астрофизических энергиях // *Изв. вузов. Физика.* – 2013. – Т. 56, № 1.
- 5 Немец О.Ф. и др. Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции многонуклонных передач. – Киев: Наукова Думка, 1988. – 488 с.
- 6 Tilley D. R., Weller H. R., Cheves C. M. Energy Levels of light nuclei $A = 16,17$ // *Nucl. Phys.* 1993. – Vol. A564. – P. 1-183.
- 7 Ajzenberg-Selove F. Energy level of light nuclei $A = 13,14,15$ // *Nucl. Phys.* – 1991. – Vol. A523. – P. 1-196.
- 8 Plattner G.R., Viollier R.D. Coupling constants of commonly used nuclear probes // *Nucl. Phys.* – 1981. – Vol. A365. – P. 8-12.
- 9 Huang J.T., Bertulani C.A., Guimaraes V. Radiative capture of protons and neutrons at astrophysical energies and potential models // *Atom. Data and Nucl. Data Tabl.* – 2010. – Vol. 96. – P. 824-847.
- 10 Дубовиченко С.Б. Методы расчета ядерных характеристик. Ядерные и термоядерные процессы. Изд. второе, исправленное и дополненное. – Saarbrucken, Germany: Lambert Acad. Publ. GmbH&Co. KG, 2012. – 425 с.

REFERENCES

- 1 Heil M. et al. *Astrophys. Jour.*, **1998**, V.507, 997-1002; Masayuki Igashira, Toshiro Ohsaki. *Sci. Tech. Adv. Materials*, **2004**, V.5, 567-573; Nagai Y. et al. *Hyperfine Interactions*, **1996**, V.103, 43-48; Liu Z.H. et al. *Phys. Rev. C*, **2001**, V. 64, 034312-1– 034312-5.
- 2 Dubovichenko S.B. *Termojadernye processy Vselennoj. Izd. vtoroe, ispravlennoe i dopolnennoe. Serija «Kazahstanskije kosmicheskie issledovanija».* T.7. Almaty: A-tri, 2011. 402 p. (in Russ.).
- 3 Dubovichenko S.B. *Izbrannye metody jadernoj astrofiziki. Izd. vtoroe, ispravlennoe i dopolnennoe.* Germany. Lambert Academy Publ. 2012. 361 p. (in Russ.).
- 4 Dubovichenko S.B. *Izv. VUZov Fizika*, **2013**, V.56, №1. (in Russ.).
- 5 Nemeц O.F. et al. *Nuklonnye associacii v atomnyh jadrach i jadernye reakcii mnogonuklonnyh peredach.* Kiev: Naukova Dumka. 1988. 488 p. (in Russ.).
- 6 Tilley D. R., Weller H. R., Cheves C. M. *Nucl. Phys. A*, **1993**, V. 564, 1-183.
- 7 Ajzenberg-Selove F. *Nucl. Phys. A*, **1991**, V. 523, 1-196.
- 8 Plattner G.R., Viollier R.D. *Nucl. Phys. A*, **1981**, V. 365, 8-12.
- 9 Huang J.T., Bertulani C.A., Guimaraes V. *Atom. Data and Nucl. Data Tabl.*, **2010**, V.96, 824-847.
- 10 Dubovichenko S.B. *Metody rascheta jadernyh harakteristik. Jadernye i termojadernye processy.* Izd. vtoroe, ispravlennoe i dopolnennoe. Saarbrucken, Germany: Lambert Acad. Publ. GmbH&Co. KG. 2012. 425 p. (in Russ.).

Резюме

Н. В. Афанасьева, С. Б. Дубовиченко

(«Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан Республикасы)

РАДИАЦИЯЛЫҚ $n^{15}\text{N}$ ҚАРМАУЫ. I

Орбиталық күйлер Юнг сұлбалары бойынша бөлінетін потенциалды кластерлік үлгіде, төмен энергиялардағы радиациялық $n^{15}\text{N}$ қармауының толық кималары үшін эксперименталды деректерді суреттеу мүмкіндігі қарастырылған.

Тірек сөздер: ядролық физика, жеңіл атом ядролары, төмен және астрофизикалық энергиялар, серпімді шашыраулар, $n^{15}\text{N}$ -жүйесі, ықтимал сипаттама, радиациялық қармау, тұтас кима, термоядролық реакциялар, бастапқы нуклеосинтез, ықтимал кластерлік үлгі, тыйым салынған жағдай, Юнг сызбасы орбиталық жағдайларды жіктеу.

Summary

N. V. Afanasyeva, S. B. Dubovichenko

(ДТОО «Fesenkov Astrophysical Institute», Almaty, Republic of Kazakhstan)

RADIATIVE $n^{15}\text{N}$ CAPTURE. I

Within the potential cluster model with an orbital states separation according to the Young diagrams and forbidden states the possibility of description of experimental data for the total cross-sections of radiative $n^{15}\text{N}$ capture at astrophysical and low energies was considered.

Keywords: nuclear physics, light atomic nuclei, low and astrophysical energies, elastic scattering of the nuclear particles $n^{15}\text{N}$ -system, potential description, radiative capture, total cross section, thermonuclear processes, primordial nucleosynthesis, potential cluster model, forbidden states, classification orbital states on Young's schemes.

Поступила 2.09.2013г.

УДК 52-48, 524, 539.14, 539.17

Н. В. АФАНАСЬЕВА, С. Б. ДУБОВИЧЕНКО

(ДТОО «Астрофизический институт им. Фесенкова», Алматы, Республика Казахстан)

РАДИАЦИОННЫЙ $n^{15}\text{N}$ ЗАХВАТ. II

Аннотация. В потенциальной кластерной модели с разделением орбитальных состояний по схемам Юнга и запрещенными состояниями рассмотрена возможность описания экспериментальных данных для полных сечений радиационного $n^{15}\text{N}$ захвата при астрофизических и низких энергиях.

Ключевые слова: ядерная физика, легкие атомные ядра, низкие и астрофизические энергии, упругое рассеяние, $n^{15}\text{N}$ -система, потенциальное описание, радиационный захват, полные сечения, термоядерные реакции, первичный нуклеосинтез, потенциальная кластерная модель, запрещенные состояния, классификация орбитальных состояний по схемам Юнга.

Тірек сөздер: ядролық физика, жеңіл атом ядролары, төмен және астрофизикалық энергиялар, серпімді шашыраулар, $n^{15}\text{N}$ -жүйесі, ықтимал сипаттама, радиациялық қармау, тұтас кима, термоядролық реакциялар, бастапқы нуклеосинтез, ықтимал кластерлік үлгі, тыйым салынған жағдай, Юнг сызбасы орбиталық жағдайларды жіктеу.

Keywords: nuclear physics, light atomic nuclei, low and astrophysical energies, elastic scattering of the nuclear particles $n^{15}\text{N}$ -system, potential description, radiative capture, total cross section, thermonuclear processes, primordial nucleosynthesis, potential cluster model, forbidden states, classification orbital states on Young's schemes.

Введение. Продолжая изучение процесса радиационного захвата $n^{14}\text{N} \rightarrow ^{15}\text{N}\gamma$ при низких энергиях, рассмотрим первый вариант расчетов полных сечений. Напомним, что для анализа данного процесса, как обычно, будут использоваться методы расчетов, основанные на потенциальной кластерной модели (ПКМ) легких атомных ядер с запрещенными состояниями (ЗС). Наличие ЗС определяется на основе классификации орбитальных состояний кластеров по схемам Юнга [1]. В используемом нами подходе потенциалы межкластерных взаимодействий для процессов рассеяния строятся на основе воспроизведения фаз упругого рассеяния рассматриваемых частиц с учетом их резонансного поведения или исходя из структуры спектров резонансных состояний конечного ядра. Для связанных состояний (СС) или основных состояний (ОС) ядер, образующихся в результате реакции захвата, в кластерном канале, который совпадает с начальными частицами, межкластерные потенциалы строятся исходя из описания энергии связи этих частиц в конечном ядре и некоторых основных характеристик таких состояний [2]. В этой части статьи будет рассмотрен первый вариант расчетов полных сечений рассматриваемой реакции.

Полные сечения радиационного захвата. Начиная непосредственное рассмотрение результатов для указанных выше $E1$ переходов на ОС и три первые возбужденные состояния (ВС) ядра, ^{16}N заметим, что нам удалось найти [3-6] экспериментальные данные для полных сечений процесса $n^{15}\text{N}$ захвата только при трех энергиях 25, 152 и 370 кэВ [7] – эти результаты представлены на рисунке 1 черными точками. Вначале рассмотрим вариант расчетов, когда сечение переходов на ОС с потенциалами (1) и (3), полученными в предыдущей статье, аналогично $n^7\text{Li}$ системе, представляется в виде простой суммы сечений

$$\sigma(E1, {}^3P_1 \rightarrow {}^3D_2) + \sigma(E1, {}^1P_1 \rightarrow {}^1D_2). \quad (1)$$

Результат расчета этого сечения представляется на рисунке 1 штриховой кривой, точечная показывает сечение ${}^3P_2 \rightarrow {}^3D_2$ перехода для гауссовых потенциалов (2) и (3) из первой части данной

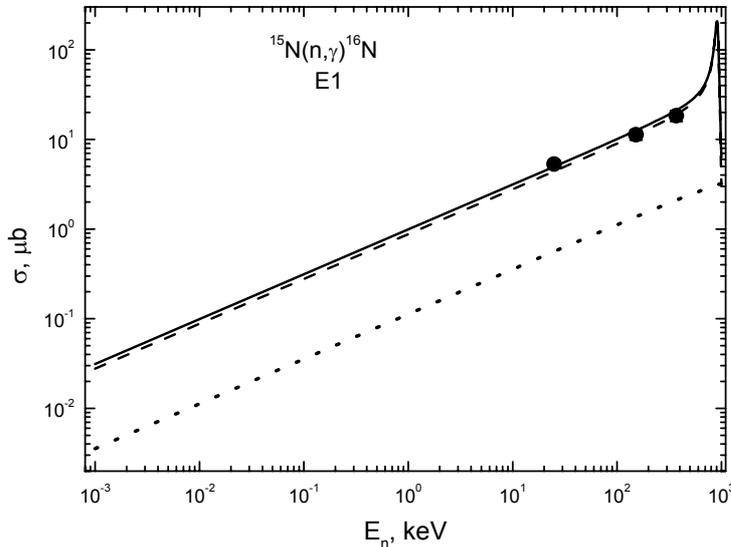


Рисунок 1, а – Полные сечения $n^{15}\text{N}$ захвата на ОС при энергии до 1 эВ. Экспериментальные точки: • – [7]. Кривые – расчет полных сечений

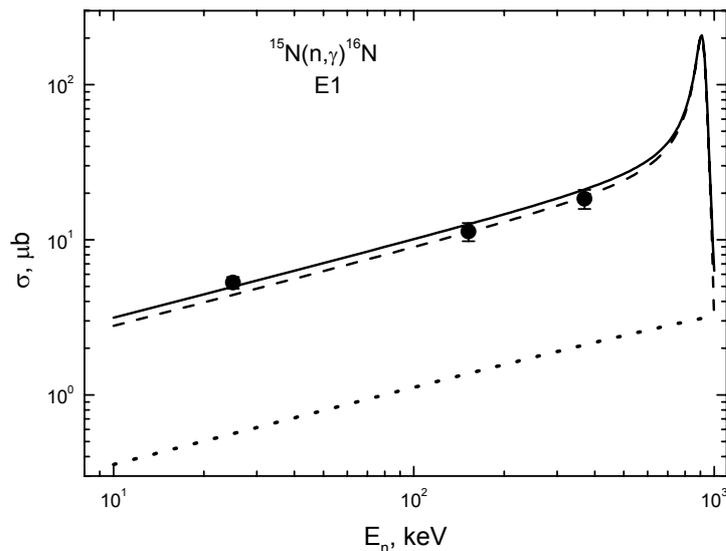


Рисунок 1, б – Полные сечения $n^{15}\text{N}$ захвата на ОС при энергии до 10 кэВ. Экспериментальные точки: • – [7]. Кривые – расчет полных сечений

статьи, а непрерывная – их сумма. Из этих результатов видно, что достаточно рассматривать только указанные три перехода на ОС, чтобы правильно описать полные сечения радиационного захвата, измеренные в работе [7]. Здесь не нужно учитывать переходы на возбужденные состояния, а измеренное сечение полностью определяется простой суммой сечений трех переходов. Обратим внимание, что из-за большой ширины резонанса фазы, которую дает P_1 потенциал (1) из предыдущей части статьи, ширина резонанса полных сечений в данных расчетах получается немного завышенной, что приводит к несколько завышенной величине сечения при энергии 370 кэВ [7], находящейся близко к резонансу, как это хорошо видно на приведенном рисунке 1, б.

Теперь отметим, что если параметры резонансного P_1 потенциала фиксированы по резонансу фазы сравнительно однозначно, а для связанного состояния они вполне определенно выбираются на основе описания его характеристик, то для 3P_2 потенциала с ЗС (2) из предыдущей статьи, приводящего к нулевым фазам, возможны и другие значения параметров.

Однако, если использовать, например, более узкий потенциал с ЗС и параметрами 1000 МэВ и 2.0 Фм^{-2} , который также приводит к фазам близким к нулю, результаты расчета сечений для

перехода на ОС отличаются на величину около 1%. Этот результат демонстрирует слабое влияния геометрии такого потенциала рассеяния на полные сечения захвата – здесь важна лишь близкая к нулю величина соответствующей фазы рассеяния. Кроме того, если использовать P_1 потенциал без ЗС с глубиной -5302.745 МэВ и $\gamma = 20.0 \text{ Фм}^2$, который приводит почти к такой же ширине резонанса при 921 кэВ, но не согласуется с приведенной выше классификацией ЗС, то результаты расчета полных сечений захвата на ОС рассматриваемой реакции практически не отличаются от штриховой линии на рисунке 1, полученной для P_1 потенциала рассеяния (1) из предыдущей статьи.

Такой вывод в целом противоположен наблюдениям, сделанным ранее при анализе многих других легких атомных ядер в кластерных каналах и реакций захвата с ними [1, 2]. Рассматриваемая здесь система и процесс захвата являются определенным исключением из наблюдаемой прежде сильной зависимости полных сечений от числа ЗС в определенном парциальном потенциале, т.е. межкластерном взаимодействии для заданного орбитального момента [1, 2]. Обычно потенциалы с «неправильным» числом ЗС приводили к намного большему отличию в полных сечениях, а в данном случае число ЗС практически не влияет на результаты расчета, которые зависят теперь только от ширины резонансного уровня, получаемой на основе используемого потенциала упругого P_1 рассеяния.

Обратим теперь внимание, что поскольку при самых низких энергиях, а именно от 1 до 10 кэВ расчетное сечение является практически прямой линией (см. непрерывную кривую на рис. 1а), его можно аппроксимировать простой функцией вида

$$\sigma_{\text{ap}} (\text{мкб}) = 0.9907 \sqrt{E_n (\text{кэВ})}. \quad (2)$$

Величина приведенной константы $0.9907 \text{ мкб} \cdot \text{кэВ}^{-1/2}$ определялась по одной точке в сечениях при минимальной энергии, равной 1 эВ. Далее оказалось, что модуль

$$M(E) = \left| \frac{[\sigma_{\text{ap}}(E) - \sigma_{\text{theor}}(E)]}{\sigma_{\text{theor}}(E)} \right| \quad (3)$$

относительного отклонения расчетного теоретического сечения и аппроксимации этого сечения приведенной выше функцией при энергиях менее 10 кэВ находится на уровне 0.1%. Если предположить, что эта форма зависимости полного сечения от энергии будет сохраняться и при более низких энергиях, можно выполнить оценку величины сечения, которая, например, при энергии 1 мэВ ($10^{-3} \text{ эВ} = 10^{-6} \text{ кэВ}$), дает величину порядка $9.9 \cdot 10^{-4} \text{ мкб}$.

В третьей части данной статьи мы будем рассматривать второй вариант расчетов полных сечений, в котором учитываются переходы на ВС. Поэтому заметим, что для первых трех возбужденных состояний с моментами $J^\pi = 0^-, 3^-$ и 1^- ядра ^{16}N , связанных в $n^{15}\text{N}$ канале, в работе [8] были получены АК, значения которых равны 1.10, 0.29 и 1.08 $\text{Фм}^{-1/2}$, что после перерасчета к безразмерному виду дает 1.36 при $\sqrt{2k_1} = 0.811$, 0.36 при $\sqrt{2k_2} = 0.795$ и 1.37 при $\sqrt{2k_3} = 0.786$. Полученные далее потенциалы этих трех связанных ВС строились так чтобы примерно воспроизводить полученные в обзоре [8] и приведенные выше значения АК.

Таким образом, кроме взаимодействия ОС, были найдены потенциалы трех первых возбужденных состояний при энергиях 0.12042 МэВ с $J^\pi = 0^-$, 0.29822 МэВ с $J^\pi = 3^-$ и 0.39727 МэВ с $J^\pi = 1^-$ [9] относительно ОС ядра ^{16}N или -2.37058, -2.19278 и -2.09373 МэВ относительно порога $n^{15}\text{N}$ канала. Этим связанным состояниям можно сопоставить 1S_0 , 3D_3 и 3S_1 уровни ядра ^{16}N при рассмотрении его в $n^{15}\text{N}$ кластерном канале.

В результате учета этих возбужденных состояний вместе с ОС ядра ^{16}N дополнительно можно рассматривать следующие пять $E1$ переходов из нерезонансных 3P_2 и 3P_0 волн и резонансного, смешанного по спину $^{1+3}P_1$, состояний рассеяния

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{ex}}(E1) = & \sigma(E1, ^3P_0 \rightarrow ^3S_1) + \sigma(E1, ^3P_2 \rightarrow ^3S_1) + \sigma(E1, ^3P_1 \rightarrow ^3S_1) + \\ & + \sigma(E1, ^1P_1 \rightarrow ^1S_0) + \sigma(E1, ^3P_2 \rightarrow ^3D_3). \end{aligned}$$

Для первого из этих ВС были получены параметры 1S_0 потенциала без ЗС в $n^{15}\text{N}$ канале

$$V_{S_0} = -54.454312 \text{ МэВ}, \quad \gamma_{S_0} = 0.6 \text{ Фм}^2. \quad (4)$$

Потенциал приводит к энергии связи -2.370580 МэВ при точности КРМ 10^{-6} МэВ, среднеквадратичному зарядовому радиусу 2.62 Фм и массовому радиусу 2.63 Фм, а для АК на интервале $3 \div 22 \text{ Фм}$ получено значение 1.35(1), что хорошо согласуется с результатами [8].

Для второго ВС, связанного в $n^{15}\text{N}$ канале, получен 3D_3 потенциал без ЗС и параметрами

$$V_{D_3} = -126.14123 \text{ МэВ}, \gamma_{D_3} = 0.2 \text{ Фм}^{-2}. \quad (5)$$

Потенциал дает энергию связи -2.192780 МэВ при точности КРМ 10^{-6} МэВ, среднеквадратичный зарядовый радиус 2.62 Фм и массовый радиус 2.64 Фм. Для АК на интервале $5 \div 22$ Фм получена величина $0.32(1)$, которая отличается от приведенной выше и в работе [8] примерно на 10%.

Для потенциала третьего ВС без ЗС, которое соответствует 3S_1 уровню, получены параметры

$$V_{S_1} = -53.170538 \text{ МэВ}, \gamma_{S_1} = 0.6 \text{ Фм}^{-2}. \quad (6)$$

Потенциал приводит к энергии связи -2.093730 МэВ при точности КРМ 10^{-6} MeV, среднеквадратичному зарядовому радиусу 2.62 Фм и массовому радиусу 2.64 Фм, а для АК на интервале $3 \div 23$ Фм получено значение $1.33(1)$, которое мало отличается от результатов работы [8].

Еще раз обратим внимание, что все полученные здесь и в предыдущей части статьи потенциалы не только согласуются с энергиями уровней, в целом правильно описывают значения радиусов ядра, но и воспроизводят АК, полученные независимыми методами.

Работа частично поддерживалась грантом № 0151/ГФ2 МОН РК.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Дубовиченко С.Б. Термоядерные процессы Вселенной. Изд. второе, исправленное и дополненное. Серия «Казахстанские космические исследования». – Т. 7. – Алматы: А-три, 2011. – 402 с.
- 2 Дубовиченко С.Б. Избранные методы ядерной астрофизики. Изд. второе, исправленное и дополненное. – Germany: Lambert Academy Publ., 2013. – 472 с.
- 3 <http://cdfc.sinp.msu.ru/exfor/index.php> .
- 4 <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor00.htm>.
- 5 <http://xxx.lanl.gov/find/nucl-ex> .
- 6 Herndl H. et al. Reaction rates for Neutron Capture Reactions to C-, N- and O-isotopes to the neutron rich side of stability // Phys. Rev. – 1999. – Vol. C60. – P. 064614-1–064614-12.
- 7 Meissner J. et al. Neutron capture cross section of ${}^{15}\text{N}$ at stellar energies // Phys. Rev. – 1996. – Vol. C53. – P. 977-981.
- 8 Huang J.T., Bertulani C.A., Guimaraes V. Radiative capture of protons and neutrons at astrophysical energies and potential models // Atom. Data and Nucl. Data Tabl. – 2010. – Vol. 96. – P. 824-847.
- 9 Tilley D.R., Weller H.R., Cheves C.M. Energy levels of light nuclei $A = 16, 17$ // Nucl. Phys. – 1993. – Vol. A564. – P. 1-183.

REFERENCES

- 1 Dubovichenko S.B. Termojadernye processy Vselennoj. Izd. vtoroje, ispravlennoe i dopolnennoe. Serija «Kazahstanskije kosmicheskie issledovanija». T.7. Almaty: A-tri, 2011. 402 p. (in Russ.).
- 2 Dubovichenko S.B. Izbrannye metody jadernoj astrofiziki. Izd. vtoroje, ispravlennoe i dopolnennoe. Germany: Lambert Academy Publ. 2012. 361p. (in Russ.).
- 3 <http://cdfc.sinp.msu.ru/exfor/index.php> .
- 4 <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor00.htm>.
- 5 <http://xxx.lanl.gov/find/nucl-ex> .
- 6 Herndl H. et al. *Phys. Rev. C*, **1999**, V. 60, p. 064614-1–064614-12.
- 7 Meissner J. et al. *Phys. Rev. C*, **1996**, V. 53, p. 4.977-981.
- 8 Huang J.T., Bertulani C.A., Guimaraes V. *Atom. Data and Nucl. Data Tabl.* **2010**, V.96, p. 824-847.
- 9 Tilley D. R., Weller H. R., Cheves C. M. *Nucl. Phys. A*, **1993**, V. 564, p. 1-183.

Резюме

Н. В. Афанасьева, С. Б. Дубовиченко

(«Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан Республикасы)

РАДИАЦИЯЛЫҚ $n^{15}\text{N}$ ҚАРМАУЫ. II

Орбиталық күйлер Юнг сұлбалары бойынша бөлінетін потенциалды кластерлік үлгіде, төмен энергиялардағы радиациялық $n^{15}\text{N}$ қармауының толық қималары үшін эксперименталды деректерді суреттеу мүмкіндігі қарастырылған.

Тірек сөздер: ядролық физика, жеңіл атом ядролары, төмен және астрофизикалық энергиялар, серпімді шашыраулар, $n^{15}\text{N}$ -жүйесі, ықтимал сипаттама, радиациялық қармау, тұтас қима, термоядролық реакциялар, бастапқы нуклеосинтез, ықтимал кластерлік үлгі, тыйым салынған жағдай, Юнг сызбасы орбиталық жағдайларды жіктеу.

Summary

N. V. Afanasyeva, S. B. Dubovichenko

(ДТОО «Fesekov Astrophysical Institute», Almaty, Republic of Kazakhstan)

RADIATIVE $n^{15}\text{N}$ CAPTURE. II

Within the potential cluster model with an orbital states separation according to the Young diagrams and forbidden states the possibility of description of experimental data for the total cross-sections of radiative $n^{15}\text{N}$ capture at astrophysical and low energies was considered.

Keywords: nuclear physics, light atomic nuclei, low and astrophysical energies, elastic scattering of the nuclear particles $n^{15}\text{N}$ -system, potential description, radiative capture, total cross section, thermonuclear processes, primordial nucleosynthesis, potential cluster model, forbidden states, classification orbital states on Young's schemes.

Поступила 2.09.2013г.

УДК 52-48, 524, 539.14, 539.17

Н. В. АФАНАСЬЕВА, С. Б. ДУБОВИЧЕНКО

(ДТОО «Астрофизический институт им. Фесенкова», Алматы, Республика Казахстан)

РАДИАЦИОННЫЙ $n^{15}\text{N}$ ЗАХВАТ. III

Аннотация. В потенциальной кластерной модели с разделением орбитальных состояний по схемам Юнга и запрещенными состояниями рассмотрена возможность описания экспериментальных данных для полных сечений радиационного $n^{15}\text{N}$ захвата при астрофизических и низких энергиях.

Ключевые слова: ядерная физика, легкие атомные ядра, низкие и астрофизические энергии, упругое рассеяние, $n^{15}\text{N}$ -система, потенциальное описание, радиационный захват, полные сечения, термоядерные реакции, первичный нуклеосинтез, потенциальная кластерная модель, запрещенные состояния, классификация орбитальных состояний по схемам Юнга.

Тірек сөздер: ядролық физика, жеңіл атом ядролары, төмен және астрофизикалық энергиялар, серпімді шашыраулар, $n^{15}\text{N}$ -жүйесі, ықтимал сипаттама, радиациялық қармау, тұтас кима, термоядролық реакциялар, бастапқы нуклеосинтез, ықтимал кластерлік үлгі, тыйым салынған жағдай, Юнг сызбасы орбиталық жағдайларды жіктеу.

Keywords: nuclear physics, light atomic nuclei, low and astrophysical energies, elastic scattering of the nuclear particles $n^{15}\text{N}$ -system, potential description, radiative capture, total cross section, thermonuclear processes, primordial nucleosynthesis, potential cluster model, forbidden states, classification orbital states on Young's schemes.

Введение. Продолжая изучение процесса радиационного захвата $n^{14}\text{N} \rightarrow {}^{15}\text{N}\gamma$ при низких энергиях, рассмотрим второй вариант расчетов полных сечений, в котором учитываются возможные переходы на три возбужденные состояния (ВС) ядра ${}^{15}\text{N}$. Здесь, как и ранее, для анализа данного процесса используются методы расчетов, основанные на потенциальной кластерной модели (ПКМ) легких атомных ядер с запрещенными состояниями (ЗС). Наличие ЗС определяется на основе классификации орбитальных состояний кластеров по схемам Юнга [1]. В используемом подходе потенциалы межкластерных взаимодействий для процессов рассеяния строятся на основе воспроизведения фаз упругого рассеяния рассматриваемых частиц с учетом их резонансного поведения или исходя из структуры спектров резонансных состояний конечного ядра. Для связанных основных состояний (ОС) ядер, образующихся в результате реакции, в кластерном канале, который совпадает с начальными частицами, межкластерные потенциалы строятся исходя из описания энергии связи этих частиц в конечном ядре и некоторых основных характеристик таких состояний [2].

Полные сечения радиационного захвата. Переходя к рассмотрению другого варианта расчета полных сечений реакции $n^{14}\text{N} \rightarrow {}^{15}\text{N}\gamma$, заметим, что если межкластерные потенциалы строятся на основе фаз рассеяния или спектров уровней ядра, т.е. на основе наблюдаемых, которые содержат все возможные эффекты такой системы, то и волновая функция (ВФ), получаемая при решении уравнения Шредингера с таким потенциалом, также учитывает все возможные состояния частиц, в том числе смешивание по спину. В используемом подходе ПКМ с ЗС не удастся выделить чистые по спинам части ВФ как для состояний рассеяния, так и основного состояния ядра. Поэтому запись

полного сечения в виде суммы может, по-видимому, рассматриваться, как простое удвоение сечения – для расчета каждой части такого слагаемого используются одни и те же ВФ.

Тем самым, поскольку имеется только один переход из смешанного состояния рассеяния на связанное смешанное ОС ядра, а не два разных $E1$ процесса, такое сечение можно представить в виде

$$[\sigma(E1, {}^3P_1 \rightarrow {}^3D_2) + \sigma(E1, {}^1P_1 \rightarrow {}^1D_2)]/2.$$

Здесь выполнено усреднение по переходам из смешанной P_1 волны рассеяния на смешанное D_2 связанное ОС ядра ${}^{16}\text{N}$ в $n^{15}\text{N}$ канале. Это другой вариант записи суммарных сечений такого перехода для $n^{15}\text{N}$ реакции захвата. Результаты нашего расчета полного сечения ${}^3P_2 \rightarrow {}^3D_2$ $E1$ процесса захвата на основное состояние показаны на рисунке 1, а точечной кривой, которая совпадает с такой же кривой на рисунке 1 из второй части статьи, а сечения для переходов $[\sigma(E1, {}^3P_1 \rightarrow {}^3D_2) + \sigma(E1, {}^1P_1 \rightarrow {}^1D_2)]/2$ на ОС приведены штриховой линией. Это сечение в два раза меньше соответствующего сечения на рисунке 1 из второй части данной статьи, также представленного штриховой кривой. Непрерывной кривой дана их сумма – в этих расчетах использованы приведенные потенциалы рассеяния и ОС (1)–(3) из первой части статьи.

Далее, результаты расчетов полных сечений пяти $E1$ переходов на три ВС показаны на рисунке 1 б следующим образом: $\sigma(E1, {}^3P_0 \rightarrow {}^3S_1)$ – переход представлен штрих-пунктирной кривой,

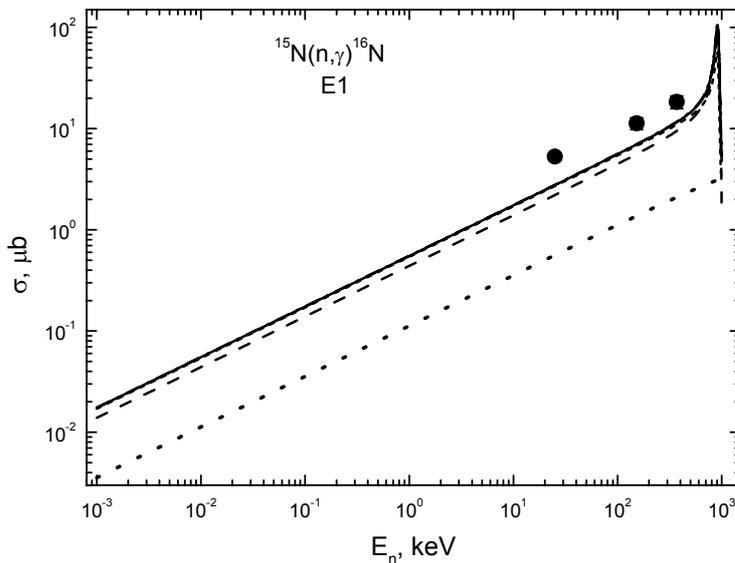


Рисунок 1, а – Полные сечения радиационного $n^{15}\text{N}$ захвата на ОС. Экспериментальные точки: • – [3]. Кривые – расчет полных сечений для переходов на ОС

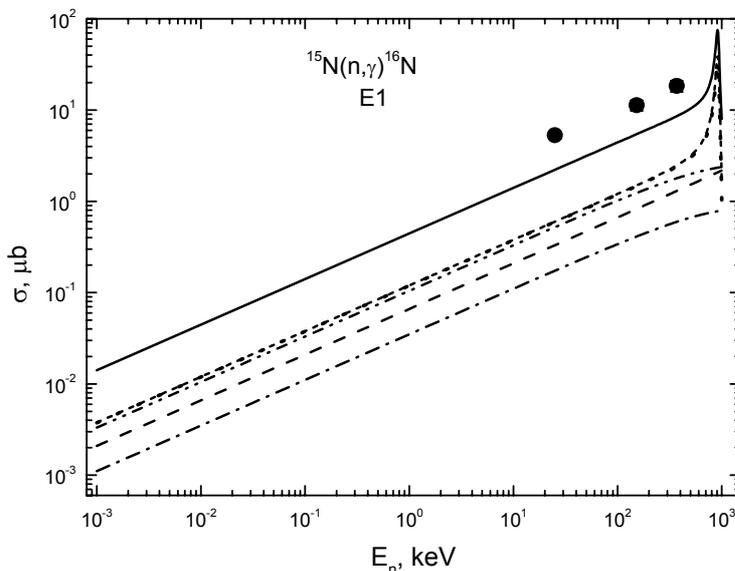


Рисунок 1, б – Полные сечения радиационного $n^{15}\text{N}$ захвата на три первые ВС. Экспериментальные точки: • – [3]. Кривые – расчет полных сечений для переходов на ВС

$\sigma(E1, {}^3P_1 \rightarrow {}^3S_1)$ – процесс показан точечной кривой, $\sigma(E1, {}^3P_2 \rightarrow {}^3S_1)$ – двойная штрихпунктирная кривая, $\sigma(E1, {}^3P_2 \rightarrow {}^3D_3)$ – обычная штриховая кривая и $\sigma(E1, {}^1P_1 \rightarrow {}^1S_0)$ – короткие штрихи, которые практически совпадают с точечной линией для $\sigma(E1, {}^3P_1 \rightarrow {}^3S_1)$ процесса. Непрерывная кривая показывает суммарное полное сечение захвата для пяти рассмотренных $E1$ переходов в ядре ${}^{16}\text{N}$. Для всех этих расчетов использованы потенциалы рассеяния (1) и (2), ОС (3) из первой части статьи, а также ВС (4)–(6) из второй части.

Окончательно на рисунке 2 приведены полные сечения для переходов на ОС (точечная кривая – это сечение показано на рисунке 1, а непрерывной кривой) и пять рассмотренных выше $E1$ переходов – штриховая кривая, которая соответствует непрерывной кривой на рисунке 1, б. Сумма всех восьми процессов представлена на рисунке 2 непрерывной линией, которая вполне описывает имеющиеся экспериментальные данные [3].

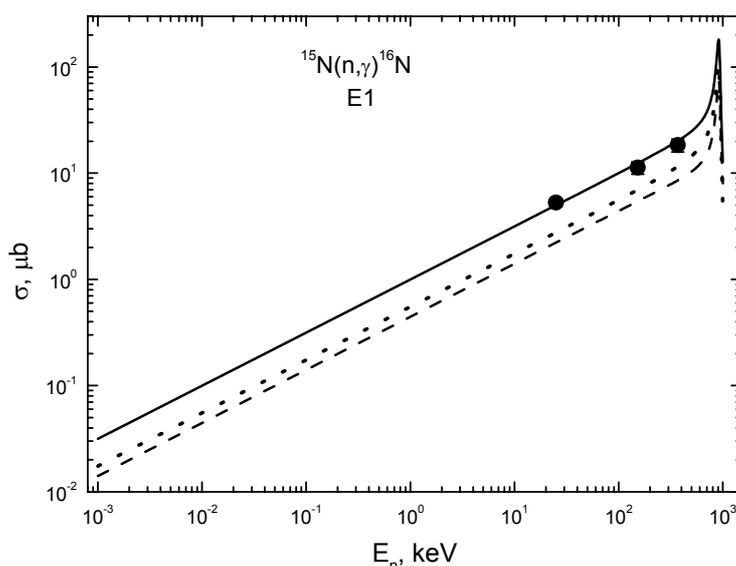


Рисунок 2 – Полные сечения радиационного $n^{15}\text{N}$ захвата до 1 eV. Экспериментальные точки: • – [3]. Кривые – расчет полных суммарных сечений для переходов на ОС и ВС в области энергий от 1эВ до 1 MeV

Для дальнейшего сравнения результатов можно использовать потенциал ОС с одним ЗС, т.е. несогласующийся с приведенной выше классификацией РС и ЗС по схемам Юнга. Рассмотрим, например, параметры

$$V_{\text{g.s.}} = -151.424599 \text{ MeV}, \gamma_{\text{g.s.}} = 0.11 \text{ Фм}^{-2}, \quad (1)$$

которые приводят к энергии связи -2.491000 МэВ при точности КРМ 10^{-6} МэВ, зарядовому и массовому радиусам 2.63 и 2.77 Фм соответственно и практически такой же, как для потенциала (3) из первой части статьи, АК равной $0.97(1)$. В этом случае результаты расчет полных суммарных сечений для захвата на ОС представлены на рисунке 1, а короткими штрихами, которые практически не отличаются от результатов, показанных непрерывной линией для потенциала ОС (3) из первой части статьи.

Слабое отличие результатов расчета получается и при использовании, например, 3S_1 потенциала возбужденного состояния с одним ЗС и параметрами

$$V_{S1} = -636.795577 \text{ MeV}, \gamma_{S1} = 1.5 \text{ Фм}^{-2}. \quad (2)$$

Такой потенциал приводит к энергии связи -2.093730 МэВ при точности КРМ 10^{-6} МэВ, среднеквадратичному зарядовому радиусу 2.62 Фм и массовому радиусу 2.64 Фм соответственно, а для АК на интервале $3 \div 23$ Фм получено значение $1.35(1)$, которое практически совпадает с нашими предыдущими результатами для потенциала (6) из второй части статьи. Здесь следует заметить, что величина АК очень сильно зависит от ширины потенциала и для того чтобы получить требуемую

АК для потенциала (2) пришлось уменьшить его ширину в 2.5 раза по сравнению с взаимодействием (6) из второй части статьи, т.е. увеличить параметр ширины γ от 0.6 до 1.5 Фм². Расчетные полные сечения, например, для перехода $\sigma(E1, {}^3P_1 \rightarrow {}^3S_1)$ с таким потенциалом практически не отличаются от результатов, полученных выше для потенциала (6) из второй части статьи и представленных на рис.1б точечной кривой.

Аналогичные результаты, т.е. мало отличающиеся от предыдущих, получаются и при использовании потенциалов других ВС с одним ЗС, присутствие которого не согласуется с приведенной выше классификацией орбитальных состояний по схемам Юнга. В результате получаем, что полные сечения для рассматриваемой реакции $n^{15}\text{N}$ захвата при низких энергиях слабо зависят от числа ЗС в потенциалах СС. Иначе говоря, если использовать фазовоэквивалентные потенциалы рассеяния и взаимодействия СС, приводящие к одинаковому качеству описания основных характеристик СС, а именно АК, то результаты расчета полных сечений захвата практически не зависят от числа ЗС.

В результате можно считать, что межкластерные потенциалы непрерывного спектра, полученные на основе воспроизведения фаз рассеяния и связанного состояния, построенные на основе описания энергии связи, среднеквадратичных радиусов ядра ${}^{16}\text{N}$ и значений АК в $n^{15}\text{N}$ канале, позволяют в целом правильно воспроизвести имеющиеся экспериментальные данные для полных сечений радиационного $n^{15}\text{N}$ захвата при низких энергиях. Кроме того, все использованные $n^{15}\text{N}$ потенциалы строились на основе, приведенной в первой части статьи, классификации ЗС и РС по схемам Юнга, хотя для данной реакции наблюдается слабая зависимость результатов от числа ЗС.

Однако трудно делать определенные и окончательные выводы, имея в своем распоряжении только три экспериментальные точки в полных сечениях в сравнительно узкой области энергий 25÷370 кэВ [3]. Поэтому в дальнейшем желательно выполнение более подробного измерения таких сечений в области энергий от 1 ÷ 10 кэВ и до 1.0 ÷ 1.2 МэВ. Эти измерения должны полностью определить ширину резонанса данной реакции при 921 кэВ [4] и величину сечения при резонансной энергии, что позволит сравнить ее с результатами данных расчетов, которые дают максимум сечения в области резонанса примерно 200 мкб.

В данных расчетах, поскольку при самых низких энергиях, а именно от 1 эВ до 10 кэВ расчетное сечение является практически прямой линией (см. непрерывную кривую на рисунке 2), его можно аппроксимировать простой функцией вида

$$\sigma_{\text{ap}}(\text{мкб}) = 0.9968 \sqrt{E_n(\text{кэВ})}.$$

Величина приведенной константы $0.9968 \text{ мкб} \cdot \text{кэВ}^{-1/2}$ определялась по одной точке в сечениях при минимальной энергии, равной 1 эВ. Далее оказалось, что модуль

$$M(E) = \left| \frac{\sigma_{\text{ap}}(E) - \sigma_{\text{theor}}(E)}{\sigma_{\text{theor}}(E)} \right|$$

относительного отклонения расчетного теоретического сечения и аппроксимации этого сечения приведенной выше функцией при энергиях менее 10 кэВ находится на уровне 0.1%. Если предположить, что эта форма зависимости полного сечения от энергии будет сохраняться и при более низких энергиях, можно выполнить оценку величины сечения, которая при энергии 1 мэВ дает величину порядка 10^{-3} мкб.

Таким образом, в трех частях данной статьи рассмотрена возможность описания полных сечений $n^{15}\text{N}$ захвата на основе ПКМ с ЗС. Показано, что в обоих вариантах расчетов, на основе предварительно построенных потенциалов, удается получить хорошее описание имеющихся экспериментальных данных.

Работа частично поддерживалась грантом № 0151/ГФ2 МОН РК.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Дубовиченко С.Б. Термоядерные процессы Вселенной. Изд. второе, исправленное и дополненное. Серия «Казахстанские космические исследования». – Т. 7. – Алматы: А-три, 2011. – 402 с.
- 2 Дубовиченко С.Б. Избранные методы ядерной астрофизики. Изд. второе, исправленное и дополненное. – Germany: Lambert Academy Publ., 2013. – 472 с.
- 3 Meissner J. et al. Neutron capture cross section of ${}^{15}\text{N}$ at stellar energies // Phys. Rev. – 1996. – Vol. C53. – P4. 977-981.
- 4 Tilley D. R., Weller H. R., Cheves C. M. Energy levels of light nuclei $A = 16, 17$ // Nucl. Phys. – 1993. – Vol. A564. – P. 1-183.

REFERENCES

- 1 Dubovichenko S.B. Termojadernye processy Vselennoj. Izd. второе, исправленное i dopolnennoe. Serija «Kazahstanskije kosmicheskie issledovanija». T.7. Almaty: A-tri, 2011. 402 p. (in Russ.).
- 2 Dubovichenko S.B. Izbrannye metody jadernoj astrofiziki. Izd. второе, исправленное i dopolnennoe. Germany. Lambert Academy Publ. 2012. 361 p. (in Russ.).
- 3 Meissner J. et al. *Phys. Rev. C*, **1996**, V. 53, 4.977-981.
- 4 Tilley D. R., Weller H. R., Cheves C. M. *Nucl. Phys. A*, **1993**, V. 564, 1-183.

Резюме

Н. В. Афанасьева, С. Б. Дубовиченко

(«Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан Республикасы)

РАДИАЦИЈАЛЫҚ $n^{15}\text{N}$ ҚАРМАУЫ. III

Орбиталық күйлер Юнг сұлбалары бойынша бөлінетін потенциалды кластерлік үлгіде, төмен энергиялардағы радиациялық $n^{15}\text{N}$ қармауының толық қималары үшін эксперименталды деректерді суреттеу мүмкіндігі қарастырылған.

Тірек сөздер: ядролық физика, жеңіл атом ядролары, төмен және астрофизикалық энергиялар, серпімді шашыраулар, $n^{15}\text{N}$ -жүйесі, ықтимал сипаттама, радиациялық қармау, тұтас қима, термоядролық реакциялар, бастапқы нуклеосинтез, ықтимал кластерлік үлгі, тыйым салынған жағдай, Юнг сызбасы орбиталық жағдайларды жіктеу.

Summary

N. V. Afanasyeva, S. B. Dubovichenko

(DТОО «Fesenkov Astrophysical Institute», Almaty, Republic of Kazakhstan)

RADIATIVE $n^{15}\text{N}$ CAPTURE. III

Within the potential cluster model with an orbital states separation according to the Young diagrams and forbidden states the possibility of description of experimental data for the total cross-sections of radiative $n^{15}\text{N}$ capture at astrophysical and low energies was considered.

Keywords: nuclear physics, light atomic nuclei, low and astrophysical energies, elastic scattering of the nuclear particles $n^{15}\text{N}$ -system, potential description, radiative capture, total cross section, thermonuclear processes, primordial nucleosynthesis, potential cluster model, forbidden states, classification orbital states on Young's schemes.

Поступила 2.09.2013г.

УДК 524.7

В. Н. ГАЙСИНА, Э. К. ДЕНИСЮК, Р. Р. ВАЛИУЛЛИН, А. В. КУСАКИН, С. А. ШОМШЕКОВА

(ДТОО «Астрофизический институт им. Фесенкова», Алматы, Республика Казахстан)

СПЕКТРАЛЬНАЯ И ФОТОМЕТРИЧЕСКАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ ЯДРА СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 7469

Аннотация

Цель работы: На базе оригинальных наблюдений исследовать переменность сейфертовской галактики NGC 7469 в интервале времени в 37 лет.

Методы исследований: Абсолютные значения потоков в линиях $\text{H}\alpha$ и $\text{H}\beta$ получены с использованием стандартных звезд с известным распределением энергии в их спектрах. Все вычисления проведены по авторским программам на языке Си.

Область применения: Спектральные и фотометрические исследования активных ядер галактик.

Результаты и выводы: В данной работе рассмотрены спектральные изменения АЯГ NGC 7469 за 37 лет исследований. Анализ изменения потоков в эмиссионных линиях H_α и H_β показывает, что галактика NGC 7469 переменна, и поток в эмиссионных линиях в целом уменьшается на протяжении 37 лет. В 1989 году наблюдался глубокий минимум, когда полностью исчезли крылья широких эмиссионных линий H_α и H_β и произошел переход галактики из спектрального типа Sy1 в Sy2.

Ключевые слова: сейфертовские галактики (СГ), спектральная переменность, фотометрическая переменность.

Тірек сөздер: сейферт галамдары (СГ), спектрлік айнымалылық, фотометрлік айнымалылық.

Keywords: seyfert galaxy, spectral and fotometric variability.

Введение. До 40-х годов прошлого века считалось, что большая часть энергии, излучаемая галактикой, вырабатывается в результате реакций термоядерного синтеза в звездах, но начиная с 1943 г. были открыты типы галактик, активность которых связана с мощным выделением энергии в центральной части галактики. Сейфертовские галактики, названные так в честь их первооткрывателя Карла Сейферта, были первыми среди галактик с активными ядрами. К числу сейфертовских галактик относится около 1% наблюдаемых спиральных галактик. Большинство наиболее близких из них открыто советскими астрономами при анализе спектров галактик с избытком излучения в УФ области. Не последнюю роль в этом сыграли наблюдатели Астрофизического института при исследовании галактик из списков Маркаряна. Выяснилось, что около 10% галактик с повышенной интенсивностью излучения в УФ диапазоне могут быть отнесены к типу сейфертовских галактик. Это один из самых интересных типов галактик с точки зрения происходящих в них физических процессов. Поэтому необходимо проводить исследования сейфертовских галактик во всех диапазонах спектра от жесткого ультрафиолета и до самого длинноволнового радиодиапазона.

Сейфертовская галактика NGC 7469 наблюдается в АФИФ с 1975 года. Получено 140 спектрограмм, общая экспозиция 2608 мин. и 34 прямых снимка поля галактики. Координаты галактики: $\alpha(2000) = 23^h00^m44^s.4$ $\delta(2000) = +8^\circ36'16''$, красное смещение $z=0.0166$, расстояние до галактики ≈ 66 Мрс для $H_0=75$ км/мкс. Галактика NGC 7469 – спиральная галактика с перемычкой (SBa) находится в направлении созвездия Пегас, класс Sy1.



Рисунок 1 – Спиральная галактика NGC 7469 и галактика IC 5283. Изображение сталкивающихся галактик получено на телескопе Hubble

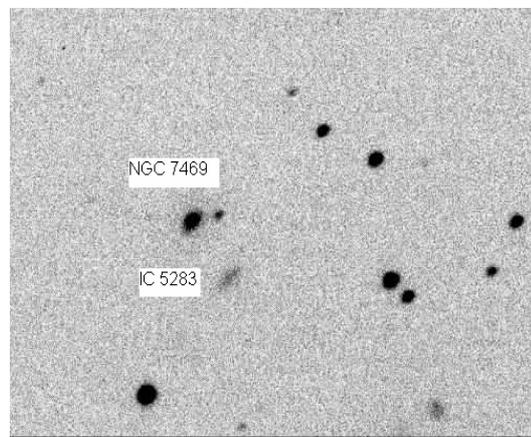


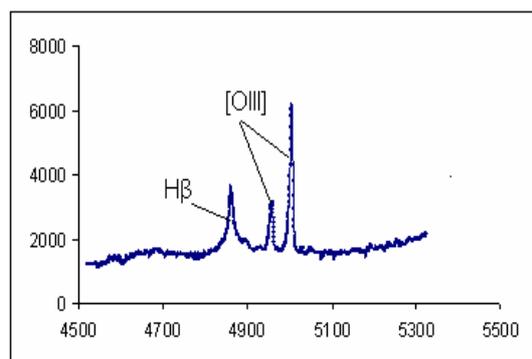
Рисунок 2 – Снимок поля галактики NGC 7469 получен на Тянь-Шаньской Астрономической обсерватории на 36-см телескопе системы Ричи – Кретьена

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 [1]. 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-камера типа ST-7, а с конца 2002 г. – ST-8 (1530x1020, 9 мкс). В зависимости от используемой дифракционной решетки и

объектива камеры спектрограммы имели спектральное разрешение в пределах 2.5–5.0 Å. Ширина входной щели составляла 4"–10". Как правило, для повышения точности результатов спектр исследуемой галактики экспонировался от 2 до 6 раз подряд с экспозициями от 2 до 30 мин в зависимости от дисперсии и яркости ядра галактики.

Спектральные наблюдения галактики NGC 7469 проводятся в областях бальмеровских линий H β ($\lambda\lambda$ 4200-5500) и H α ($\lambda\lambda$ 6000-7100) (рисунки 3 и 4).



Ось X – длина волны в Å, ось Y – относительная интенсивность

Рисунок 3 – Спектр NGC 7469 в области бальмеровской линии H β

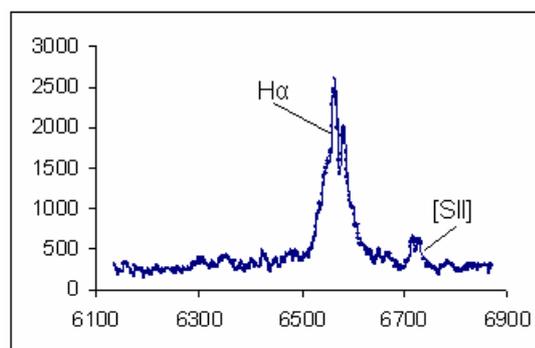


Рисунок 4 – Спектр NGC 7469 в области бальмеровской линии H α

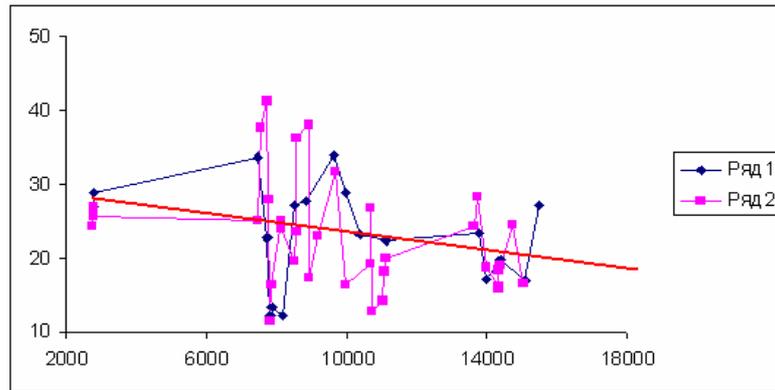
С 2005 года одновременно с галактиками наблюдались стандартные звезды с известным распределением энергии в их спектрах [2]. Это дает возможность измерять абсолютный поток в запрещенных эмиссионных линиях [OIII] λ 5007Å и [SII] λ 6717-6731Å. Для галактики NGC 7469 измерены абсолютные потоки в эмиссионных линиях [OIII] λ 5007Å – $4.53 \cdot 10^{-13} \text{ergs} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ и [SII] λ 6717-6731Å – $2.08 \cdot 10^{-13} \text{ergs} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ с ошибкой 5%. Эти потоки использовались как вторичные стандарты для исследования переменности линий H β и H α .

Таблица 1 – Значения потока в эмиссионной линии H β для галактики NGC 7469

Дата	26.12.1975	28.12.1975	04.11.1988	25.07.1989	05.11.1989	24.11.1989	19.09.1990	08.09.1991	02.08.1992	09.10.1994	30.08.1995
JD	2772	2774	7469	7732	7835	7854	8153	8507	8836	9634	9959
F $_{H\beta}$	5.39	5.80	6.75	4.53	2.45	2.67	2.45	5.43	5.52	6.70	5.80
Дата	13.10.1996	23.10.1998	12.01.2006	23.09.2001	11.10.2007	29.08.2009	08.11.2010	Дата – дата наблюдений, JD – юлианская дата – 2 440 000, F $_{H\beta}$ – абсолютное значение потока в линии H β в единицах $10^{-13} \text{ergs} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$.			
JD	10369	11109	13747	14001	14383	15072	15508				
F $_{H\beta}$	4.62	4.48	4.66	3.44	3.94	3.40	5.43				

Таблица 2 – Значения потока в эмиссионной линии H α для галактики NGC 7469

Дата	26.11.1975	03.01.1976	01.02.1976	03.11.1988	09.01.1989	25.07.1989	10.09.1989	03.11.1989	25.11.1989	17.08.1990	11.09.1990
JD	2742	2780	2809	7468	7535	7732	7779	7833	7855	8120	8145
F $_{H\alpha}$	24.38	2687	25.71	25.19	37.71	41.29	27.93	11.48	16.39	25.19	24.15
Дата	14.09.1990	19.09.1991	31.10.1991	09.11.1991	20.10.1992	27.10.1992	19.07.1993	31.10.1994	17.09.1995	04.08.1997	29.08.1997
JD	8148	8518	8560	8569	8915	8922	9187	9656	9977	10664	10689
F $_{H\alpha}$	23.83	19.47	23.61	36.19	38.15	17.39	22.90	31.76	16.39	19.18	26.64
Дата	22.10.1997	28.07.1998	12.10.1998	30.10.1998	07.09.2005	21.12.2005	26.09.2006	18.08.2007	19.08.2007	18.09.2007	18.10.2007
JD	10743	11022	11098	11116	13620	13725	14004	14330	14331	14361	14391
F $_{H\alpha}$	12.83	14.16	18.14	19.97	24.40	28.35	18.66	16.16	15.68	18.34	19.03
Дата	24.09.2008	24.08.2009	Дата – дата наблюдений, JD – юлианская дата – 2 440 000, F $_{H\alpha}$ – абсолютное значение потока в линии H α в единицах $10^{-13} \text{ergs} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$.								
JD	14733	15067									
F $_{H\alpha}$	24.52	16.62									



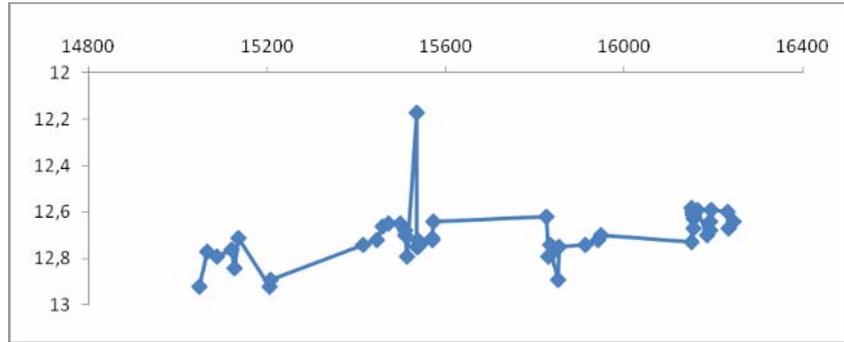
По оси X – юлианская дата – 2 440 000, по оси Y – абсолютный поток в линиях H β . (M 1:5) и H α . Единица измерения потока – 10^{-13} ergs·s $^{-1}$ ·cm $^{-2}$. Наклонной красной линией показано падение абсолютных потоков в эмиссионных линиях H α и H β за 37 лет

Рисунок 5 – Изменение абсолютных потоков в эмиссионных линиях H β ряд 1 и H α – ряд 2 для галактики NGC 7469

Интегральный поток ядра надежно характеризует переменную активность ядра, которая определяет мощность разрешенных эмиссий, в данном случае H α и H β . В связи с этим в 2006 году А.В. Кусакин начал наблюдать сейфертовские галактики методом широкополосной фотометрии с целью исследовать их фотометрическую переменность. Получены сотни кадров для галактик Сейферта, в том числе и для NGC 7469. Результат обработки приводится ниже в таблице 3 и на рисунке 6.

Таблица 3 – Кривая блеска NGC 7469

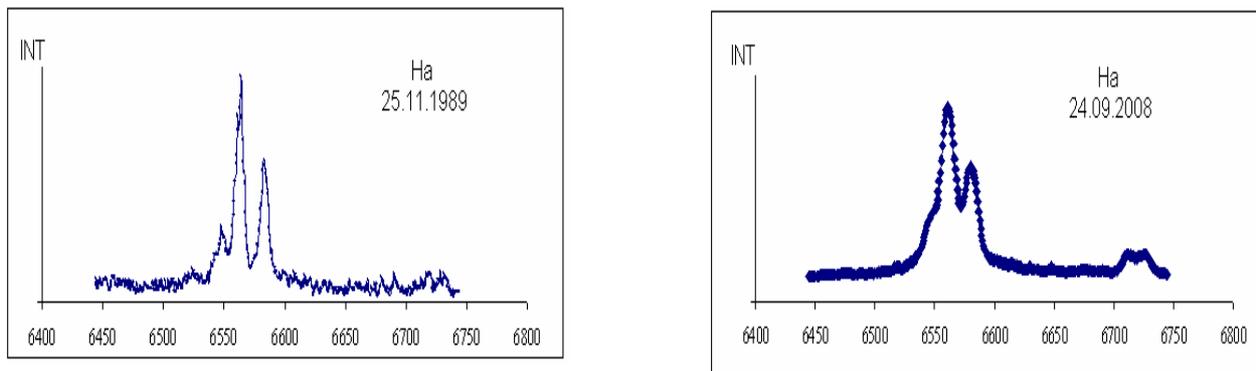
Дата	06.08.2009	22.08.2009	14.09.2009	16.10.2009	24.10.2009	31.10.2009	10.01.2010	11.01.2010	07.08.2010
JD	15049	15065	15088	15120	15128	15135	15206	15207	15415
m _v	12.92	12.77	12.79	12.76	12.84	12.71	12.92	12.89	12.74
Дата	06.09.2010	20.09.2010	02.10.2010	30.10.2010	08.11.2010	10.11.2010	13.11.2010	05.12.2010	06.12.2010
JD	15445	15459	15471	15499	15508	15510	15513	15535	15536
m _v	12.72	12.66	12.65	12.65	12.7	12.68	12.79	12.17	12.75
Дата	07.12.2010	08.12.2010	11.12.2010	09.01.2011	10.01.2011	12.01.2011	22.09.2011	27.09.2011	30.09.2011
JD	15537	15538	15541	15570	15571	15573	15826	15831	15834
m _v	12.75	12.72	12.74	12.72	12.71	12.64	12.62	12.79	12.74
Дата	02.10.2011	17.10.2011	20.10.2011	17.12.2011	21.01.2012	22.01.2012	11.08.2012	11.08.2012	15.08.2012
JD	15836	15851	15854	15912	15942	15948	16150	16150	16154
m _v	12.78	12.89	12.75	12.74	12.72	12.7	12.73	12.58	12.60
Дата	15.08.2012	16.08.2012	17.08.2012	17.08.2012	25.08.2012	15.09.2012	22.09.2012	22.09.2012	24.09.2012
JD	16154	16155	16156	16156	16164	16185	16192	16192	16194
m _v	12.61	12.63	12.67	12.61	12.59	12.7	12.64	12.68	12.59
Дата	01.11.2012	03.11.2012	13.11.2012	Дата – дата наблюдений, JD-юлианская дата – 2440000, m _v - звездная величина в фильтре V					
JD	16232	16234	16244						
m _v	12.6	12.67	12.64						



По оси X – юлианская дата – 2 440 000, по оси Y – звездная величина в фильтре V

Рисунок 6 – Кривая блеска для галактики NGC 7469 с 6 августа 2009 года по 13 ноября 2012 года

Заключение. Анализ изменения потоков в эмиссионных линиях H_{α} и H_{β} показывает, что галактика NGC 7469 переменна, и поток в эмиссионных линиях в целом уменьшается на протяжении 37 лет. В 1989 году наблюдается глубокий минимум. В это время исчезли крылья широких эмиссионных линий H_{α} и H_{β} (рисунок 7), и произошел переход галактики из спектрального типа Sy1 в Sy2, как и в случае с галактикой NGC 4151 в 1987 году.



Ось X – длина волны в \AA , ось Y – относительная интенсивность

Рисунок 7 – Спектры галактики NGC 7469 в области бальмеровской линии H_{α} , полученные в 1989 и 2008 годах

Что касается фотометрии, то из рисунка 6 следует, что яркость ядра галактики за период наблюдений медленно увеличивалась с заметным всплеском в 2012 году.

Работа выполнена в рамках программы 002 «Прикладные исследования в области космической деятельности».

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Denissyuk E.K. Spectrograph for faint objects: the device and the main results of observations // Astron. Aph. Transactions. – 2003. – Vol. 22(2). – P.175.
- 2 Харитонов А.В., Терещенко В.М., Князева Л.Н. Спектрофотометрический каталог звезд. Алматы: Изд-во «Наука» Казахской ССР, 1988. – С. 480.

REFERENCES

- 1 Denissyuk E.K. Astron. Aph. Transactions. 2003. V. 22(2). P.175.
- 2 Kharitonov A.V., Tereschenko V.M., Kniazeva L.N. Spectrophotometric catalog zvezd. Almaty. Kazak University. 2011. 304. (in Russian).

Резюме

В. Н. Гайсина, Э. К. Денисюк, Р. Р. Валиуллин, А. В. Кусакин, С. А. Шөмшекова

(«Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан Республикасы)

NGC 7469 СЕЙФЕРТ ҒАЛАМЫ ЯДРОСЫНЫҢ СПЕКТРЛІК ЖӘНЕ ФОТОМЕТРЛІК АЙНЫМАЛЫЛЫҒЫ

Жұмыстың мақсаты: 37 жыл уақыт аралығында NGC 7469 сейферт ғаламының айнымалылығын түпнұсқалы бақылау мәліметтерінің базасында зерттеу.

Зерттеу әдістері: $H\alpha$ и $H\beta$ сызықтарындағы абсолютті ағынның мәндері спектрлерінде белгілі энергияның таралуы бар стандарт жұлдыздарды қолдану арқылы алынды. Барлық есептеулер Си тіліндегі авторлық бағдарламалар арқылы жүргізілді.

Қолданылу аймағы: ғаламдардың белсенді ядроларын (ФБЯ) спектрлік және фотометрлік зерттеулерде.

Нәтижелер мен қорытындылар: Бұл жұмыста 37 жыл ішіндегі NGC 7469 ФБЯ спектрлік өзгерулерінің зерттеулері қаралған. Талдау барысында $H\alpha$ және $H\beta$ эмиссиялық сызықтарындағы ағынның өзгерулері NGC 7469 ғаламы айнымалы деп көрсетеді, жалпы 37 жыл уақыт аралығында эмиссиялық сызықтардағы ағын азайған. 1989 жылы $H\alpha$ және $H\beta$ эмиссиялық сызықтардың кең қанаттары толығымен жоғалған, терең минимум байқалады, соның салдарынан ғалам Sy1 спектрлік түрінен Sy2 түріне ауысқан.

Тірек сөздер: сейферт ғаламдары (CF), спектрлік айнымалылық, фотометрлік айнымалылық.

Summary

V. N. Gaisina, E. K. Denissyuk, R. R. Valiyllin, A. V. Kusakin, S. A. Shomshekova

(DTOO «Fesenkov Astrophysical Institute», Almaty, Republic of Kazakhstan)

SPECTRAL AND PHOTOMETRIC VARIABILITY OF THE SEYFERT GALAXY NGC 7469 NUCLEUS

Aims: to study variability of Seyfert galaxy NGC 7469 on the base of the original observations, which were carried out during 37 years.

Methods: the absolute fluxes of $H\alpha$ and $H\beta$ lines are obtained using the standards with the known energy distribution. All. calculations are carried out under the author's programs in C language

Applications: spectral and photometric investigations of AGN.

Results and Conclusions: the spectral changes of the nucleus of NGC 7469 during 37 years are considered. An analysis of the changing of $H\alpha$ and $H\beta$ fluxes shows, that the galaxy NGC 7469 is variable, and the emission fluxes were decreasing during 37 years. The deep minimum was observed in 1989, when the wings of the broad emission lines disappeared, and the galaxy turned from the Sy1 type into the Sy2 type.

Keywords: seyfert galaxy, spectral and fotometric variability.

Поступила 2.09.2013г.

УДК 524.33

A. V. ANDREEV, A. V. KURCHAKOV, F. K. RSPAEV

(D TOO «Fesenkov Astrophysical Institute», Almaty, Republic of Kazakhstan)

MWC 342: RESULTS AND ANALYSIS OF PHOTOMETRIC AND SPECTRAL VARIATIONS

Annotation. In the paper the results of spectrophotometric and photometric observations are given, received for Be star MWC 342 during 2006 August – 2011 September at highmounting Assy-Turgen observatory. The analysis of photometric data shows that for MWC 342 are probably inherent the three mode of variability: the irregular brightness changing with amplitude ~ 0.5 mag., quasi-periodical with period 100-200 days and the cyclic changes of brightness with the period $P = 5588$ days and amplitude $\Delta V = 0.26$ mag. The photometric variations demonstrate the complicate behavior at clear absent their relations with spectral changes during our observations. On time intervals ~ 100 days the color index (B-V) not depends upon V value, while the average (B-V) value increases with increasing of star brightness. Apparently, there are some mechanisms, which influence mostly on brightness changes than on (B-V) variations. In spectra the $H\alpha$, $H\beta$, numerous FeII lines, forbidden [OI] lines and MgI, SiII are presented. The $H\alpha$ and $H\beta$ line contours have the two component profiles and are typical for Be star with rotating and extending envelope. Moreover on all spectra the line HeI $\lambda 6678$ is present, which shows P Cyg structure with flat-peaked emission. It is firstly determined the line [NII] $\lambda 6584\text{\AA}$, which is seen on red wing of $H\alpha$ line. It was found that the heliocentric velocity V_r for red components of $H\alpha$ and $H\beta$ lines is constant in accuracy limits and equals to $V_r = 0 \pm 15$ km s $^{-1}$ during all our observational period. Thus the $V_r - V_a$ value may consider as V_a velocity of absorption component. On continuum level the half-width of lines are $H\alpha \sim 1000$ km s $^{-1}$, $H\beta \sim 500$ km s $^{-1}$. The average shifts of V_a absorption component for HeI $\lambda 6678$ are from 170 km s $^{-1}$ to 180 km s $^{-1}$. Received by us the absorption value up to MWC 342 is $A_v = 4.62$ mag. We find that the observed Balmer decrement, reduced for absorption, is $D_{34} = 2.14$, if we adopt the observed value $D_{34} = 10.7$.

Keywords: Ae/Be Herbig stars; individual object – MWC 342.

Тірек сөздер: Хербигтің Ae/Be жұлдыздары; MWC 342 – жекешеленген объектілері.

Ключевые слова: Ae/Be звезды Хербига; индивидуальные объекты – MWC 342.

1. Introduction. MWC 342 is an emission-line star. The first observations of MWC 342 were made by Merrill and Burwell (1933) [1]. A complete description of spectrum was published by Swings and Struve (1942) [2]. A more complete list of emission lines is given in papers [3, 4]. The spectrophotometric investigations in wide spectrum region (3300-7560 \AA) are made by Arkhipova and Ipatov (1982) [5]. Most of the lines that appear in the spectrum belong to the ion FeII. Except for lines of the Balmer series, spectrum of MWC 342 includes addition a few SiII, [OI], HeI. In spectrum MWC342 are completely absent the any absorption lines [3, 4].

The presence of the infrared excess was confirmed by Allen (1973) [6]. The polarization was investigated by Zickgraf & Shulter-Ladback [7], who found the intrinsic polarization. Moreover, the relationship of polarization value, including the polarization value in $H\alpha$ line, shows that the intrinsic polarization is caused by emission scattering on dust grains in circumstellar dust envelope [7]. A more complete the photometric observations of MWC 342 are given in papers [8-10].

In 2001 in Astrophysical institute was began the program of spectral and photometric observations of Be and T Tau stars. In given paper we present the results of spectroscopic and photometric measurements of MWC 342. The observations were carried out at the Assy-Turgen observatory 1-m telescope of the Fesenkov Astrophysical Institute of National Academy of sciences of Kazakhstan Republic during 2006 August – 2011 September.

2. Photometric investigations. The photometric BVRI dates were received with CCD camera ST-7 and filters of SBIG. In spite of that R and I filters gives the magnitudes in Johnson-Cousins system, we

reduced our observations to the standard Johnson system. All photometric observations were corrected for flat field, received from twilight sky. The stars HD194684, HD195089 and HD196240 were used as standards. The observations of investigated star and reference stars were made at the same zenith distances. The results of photometric observations are given in Table 1.

Table 1 – The results of photometric observations of MWC 342

Date	JD +2450000	V	B-V	V-R	V-I
1	2	3	4	5	6
18.08.2006	3966,27	10,51	1,28	1,56	2,54
23.08.2006	3971,33	10,42	1,33	1,56	2,60
22.09.2006	4001,19	10,60	1,29	1,61	2,67
26.09.2006	4005,20	10,66	1,32	1,62	2,65
12.07.2007	4294,28	10,51	1,31	1,54	2,56
17.07.2007	4299,29	10,66	1,28	1,59	2,58
18.07.2007	4300,30	10,65	1,29	1,61	2,58
19.07.2007	4301,32	10,57	1,30	1,60	2,57
09.08.2007	4322,21	10,73	1,26	1,64	2,62
10.08.2007	4323,19	10,70	1,29	1,63	2,57
12.08.2007	4325,23	10,68	1,24	1,59	2,57
13.08.2007	4326,25	10,68	1,27	1,61	2,56
09.09.2007	4353,15	10,62	1,30	1,59	2,61
10.09.2007	4354,15	10,67	1,29	1,64	2,65
11.09.2007	4355,14	10,56	1,30	1,56	2,54
12.09.2007	4356,14	10,64	1,30	1,60	2,58
13.09.2007	4357,14	10,69	1,29	1,61	2,59
14.09.2007	4358,17	10,70	1,31	1,60	2,57
04.09.2010	5444,23	10,62	1,28	1,57	2,58
09.11.2010	5510,04	10,66	1,29	1,58	2,46
05.06.2011	5718,31	10,68	1,27	1,55	2,49
03.07.2011	5746,34	10,49	1,20	1,45	2,39
07.07.2011	5750,21	10,68	1,25	1,54	2,51
30.07.2011	5773,29	10,61	1,35	1,50	2,53
03.08.2011	5777,35	10,69	1,30	1,56	2,48
04.08.2011	5778,27	10,67	1,26	1,52	2,44
02.09.2011	5807,26	10,65	1,30	1,49	2,44
03.09.2011	5808,22	10,69	1,32	1,53	2,47
26.09.2011	5831,11	10,55	1,26	1,47	2,39

In columns of Table 1 are given the following data: 1 - the observation date, 2 - the Julian date, 3 - the V magnitude in Johnson system, 4–6 - the color indexes. The measuring errors are on the average ± 0.006 .

The most data observations of MWC342 were performance by V.S.Shevchenko’s group [8] in 1980-1994, Ju.K.Bergner [9] and A.S.Miroshnichenko [10] in 1995-1998. The results of statistic analysis of these and our observations are given in paper [18]. The additional observations of 2010-2011 confirm these results. The analysis of all photometric data shows that for MWC 342 are probably inherent the three mode of variability: the irregular brightness changing with amplitude ~ 0.5 mag., quasi-periodical with period 100-200 days and the cyclic changes of brightness with the period $P=5588$ days and amplitude $\Delta V= 0.26$ mag.

3. Description of the Line Spectrum. The spectral observations of MWC 342 were made with the spectrograph UAGS and CCD camera with 1530x1020 pixels. Dispersion is 0.5\AA on pixel. Spectral investigations of MWC 342 were carried out in regions of H_{α} and H_{β} lines. The flat field was received from the white screen illuminated halogen photo optic lamp OSRAM. For all spectra S/N for continuum are equal 42 in H_{α} region and 16 in H_{β} region. The error in wave length definition is $\pm 0.5\text{\AA}$. λ Cyg star was used as standard for determining of absolute flux values in MWC342spectrum.

The profiles of H_{α} and H_{β} Balmer lines have the clear two-peaked structure. In our spectra together with known lines Fe [3, 4] in optical region the lines [OI], MgI, SiII are also well seen. Moreover on all spectra the line HeI $\lambda 6678$ is present, which shows P Cyg structure with flat-peaked emission. It is firstly determined the line [NII] $\lambda 6584\text{\AA}$, which is seen on red wing of H_{α} line. The results of spectral observations are given in Tables 2, 3.

Table 2 – Spectral data for H α and [OI]

DATE	JD2450000	EWH α (\AA)	Ib	Ia	Ir	V $_r$ -V $_a$ (km/s)	V $_r$ -V $_b$ (km/s)	FW0.1I (km/s)	EW6300 (\AA)	I6300 (I $_{\text{cont}} = 1$)
1	2	3	4			5	6	7	8	9
18.08.2006	3966,20	240	10,9	7,5	56,9	91	204	548	1,7	2,3
20.09.2006	3999,20	261	11,3	7,6	60,4	91	227	502	1,8	2,2
26.09.2006	4005,20	262	11,9	8,0	65,3	91	204	515	2,4	2,7
10.07.2007	4292,20	251	10,4	9,4	58,9	136	181	500	1,6	1,7
14.07.2007	4296,20	266	11,0	8,9	66,6	91	159	503	2,0	2,3
17.07.2007	4299,20	322	12,9	11,8	70,6	136	159	567	2,0	2,3
18.07.2007	4300,20	309	12,6	10,0	80,3	113	181	499	2,0	2,2
19.07.2007	4301,20	293	11,8	9,6	77,4	91	159	490	2,1	2,4
09.08.2007	4322,30	340	15,1	11,8	85,6	91	158	490	2,4	2,6
10.08.2007	4323,10	329	15,1	11,5	87,0	91	158	480	2,7	2,5
12.08.2007	4325,10	334	15,0	12,3	85,0	113	159	484	2,4	2,5
13.08.2007	4326,10	340	15,4	12,1	89,0	113	159	470	2,2	2,4
09.09.2007	4353,10	279	12,4	9,5	69,6	91	204	482	1,9	2,4
10.09.2007	4354,10	291	13,3	10,1	70,6	91	182	490	2,1	2,6
11.09.2007	4355,10	279	12,4	9,5	69,6	91	181	490	1,9	2,4
12.09.2007	4356,10	300	13,8	10,5	73,0	113	181	490	2,0	2,4
13.09.2007	4357,10	309	13,8	10,3	83,0	91	181	470	2,2	2,5
30.07.2011	5773,29	261	13,9	9,8	58,2	90	158	520	2,1	2,6
03.08.2011	5777,35	278	17,8	12,1	62,6	90	136	543	1,4	2,2
04.08.2011	5778,27	266	17,6	10,0	69,4	90	136	498	2,5	2,9
02.09.2011	5807,26	224	13,0	6,6	59,2	90	159	520	2,4	3,0
26.09.2011	5831,11	234	19,2	7,8	56,7	68	136	498	2,3	2,4

In columns of Table 2 are given the following data: 1 - the observation date, 2 - the Julian date, 3 - the H α line equivalent width in \AA , 4-intensities of the blue emission peak, central absorption, and red emission peak in continuum units, 5, 6 - differences radial velocities between these peaks, 7 - full width at a level 0.1 intensity read peak, 8 - the [OI] λ 6300 \AA line equivalent width in \AA , 9 - intensity of the [OI] λ 6300 \AA .

The data for line [OI] λ 6363 \AA are absent in Table 2, since the ratio $(I(\lambda 6300) - I_{\text{cont}}) / (I(\lambda 6363) - I_{\text{cont}})$ is practically constant and equal 2.84 ± 0.09 .

Table 3 – Spectral data for H β

DATE	JD2450000	EWH β (\AA)	Ib	Ia	Ir	V $_r$ -V $_b$ (km/s)	V $_r$ -V $_a$ (km/s)
1	2	3	4			5	6
23.08.2006	3970,50	20,8	0,40	-1,11	9,13	245,00	123,00
20.09.2006	3999,19	30,8	0,91	0,86	10,87	215,00	100,00
26.09.2006	4005,19	38,3	1,67	0,55	15,11	200,00	100,00
14.07.2007	4296,19	38,7	1,72	-0,38	17,19	245,00	138,00
18.07.2007	4300,19	53,7	1,21	0,54	20,06	276,00	153,00
09.08.2007	4322,29	35,3	1,24	0,36	15,25	215,00	123,00
10.08.2007	4323,09	37,7	2,08	0,48	15,84	215,00	153,00
12.08.2007	4325,09	35,1	1,22	0,55	12,94	215,00	123,00
13.08.2007	4326,09	39,6	1,58	0,34	16,92	184,00	92,00
09.09.2007	4353,09	33,0	1,58	0,28	14,71	184,00	123,00
10.09.2007	4354,09	35,6	1,73	0,44	14,34	184,00	91,00
11.09.2007	4355,09	31,1	1,52	0,30	12,14	215,00	123,00
12.09.2007	4356,09	34,3	1,30	0,28	13,46	184,00	123,00
13.09.2007	4357,09	37,7	1,43	0,41	15,03	123,00	215,00
30.07.2011	5773,29	25,7	1,57	0,58	7,56	183,00	91,00
03.08.2011	5777,35	24,7	3,78	0,48	8,63	153,00	92,00
04.08.2011	5778,27	28,1	2,52	0,52	10,92	153,00	91,00
02.09.2011	5807,26	20,8	2,25	-0,75	7,07	276,00	122,00
26.09.2011	5831,11	29,0	5,63	1,04	13,71	122,00	61,00

The columns 1–6 of Table 3 for H β have the same subscripts as the columns 1–6 of Table 2 for H α .

The recordings of spectrogram in region H_α and H_β are represented on Figures 1, 2, respectively. The profiles of H_α and H_β Balmer lines are given on Figures 3, 4. The X axis corresponds to heliocentric velocity in km s^{-1} .

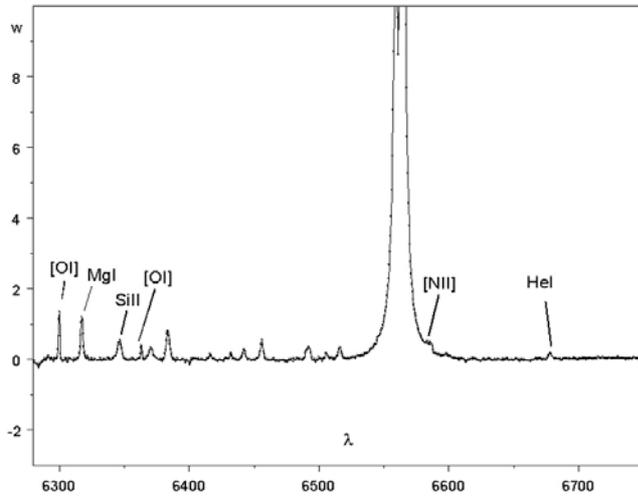


Figure 1 – The spectrogram in H_α region

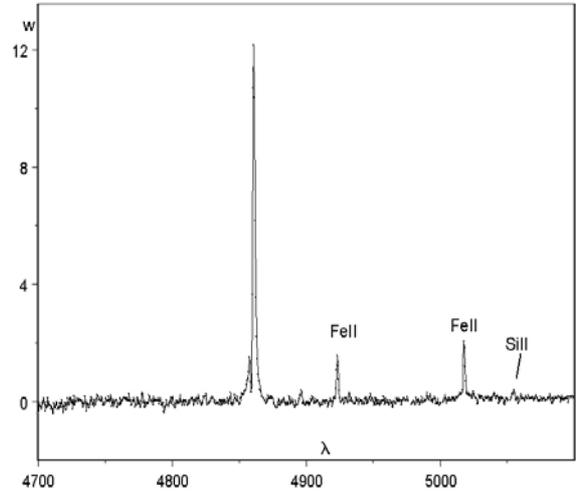


Figure 2 – The spectrogram in H_β region

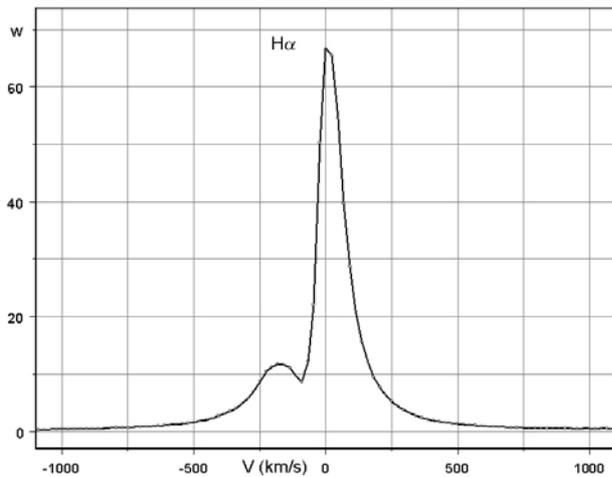


Figure 3 – The H_α profile

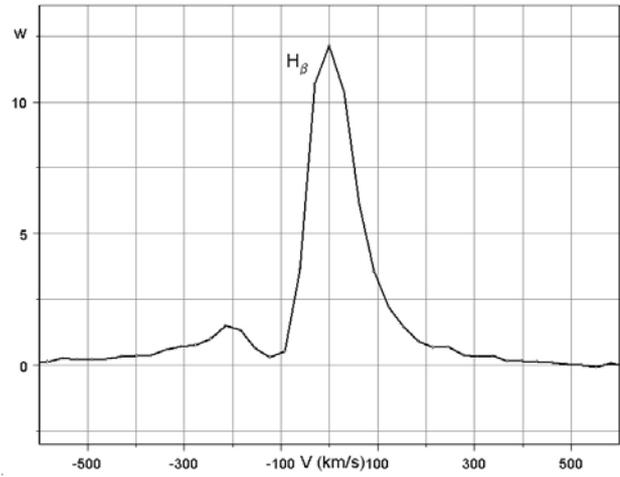


Figure 4 – The H_β profile

For some dates we determined the flux absolute values in H_α and H_β lines. The relative results are given in Table 4. The flux absolute values are determined with $\approx 10\%$ accuracy. For Balmer decrement determination (D_{34}) we used the line fluxes.

Table 4

DATE	$F_\alpha \times 10^{10} \text{ эрг/см}^2$	$F_\beta \times 10^{10} \text{ эрг/см}^2$	D_{34}
1	2	3	4
19.07.2007	3.307	---	---
12.08.2007	3.140	---	---
30.07.2011	1.210	0.120	10.06
02.09.2011	0.690	0.060	11.35

In columns of Table 4 are given the following data: 1 - the observation date, 2 - the flux in H_α line, 3 - the flux in H_β line, 4 - the Balmer decrement, received on fluxes in F_α , F_β lines.

4. Analysis of spectral observation results. It was found that the heliocentric velocity V_r for red components of H_α and H_β lines is constant in accuracy limits and equals to $V_r = 0 \pm 15 \text{ km s}^{-1}$ during all our observational period. Thus the $V_r - V_a$ value may be considered as V_a velocity of absorption component. On continuum level the half-width of lines are $H_\alpha \sim 1000 \text{ km s}^{-1}$, $H_\beta \sim 500 \text{ km s}^{-1}$. The average shifts of V_a

absorption components for HeI $\lambda 6678$ are from 170 km s^{-1} to 180 km s^{-1} . Analogous data are received in work [4]: for H_{β} $-120 \pm 7 \text{ km s}^{-1}$ and H_{α} $-97 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$.

In spite of EW significant variations, the changing's of EW equivalent widths of H_{α} , H_{β} , $[OI] \lambda 6300 \text{ \AA}$ are correlated with star brightness variations. The relation between V star brightness and EW (H_{α}) is shown on Figure 5. Probably, the variation of EW values of emission lines defines the level of star continuum. In same time as seen from Table 4 the real flux variations are observed, which, probably, connects with additional matter outflows from star.

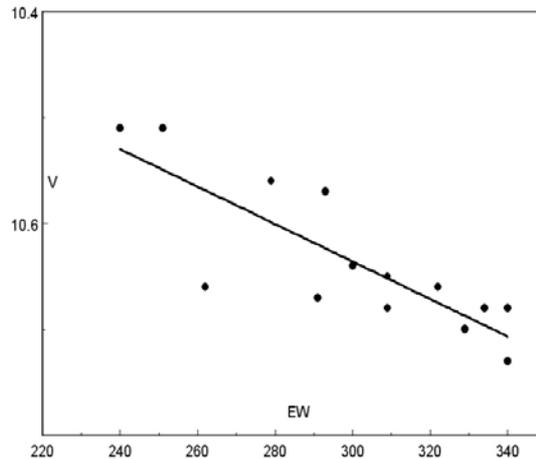


Figure 5 – V versus EW(H_{α})

The H_{α} and H_{β} line contours have the two component profiles are typical for Be star with rotating and extending envelope.

In cases of extended envelopes with gradient of extend velocity the excited degree rapidly diminishes in envelope with distance from star [11]. The star atmosphere (the envelope) may be roughly represented in terms of opacity and transparent parts of atmosphere. Herewith as it was shown in same paper [11], the main energy lot in line is radiated by opacity part for each concrete line of atmosphere. From this it follows that the main energy lot in H_{β} line is radiated by more deep levels, than in H_{α} line. But as the absorption and emission arise in same extended level, then we may consider that determined by us V_{α} values show also the extend velocity of envelope on different distances from star. In same time the distance between emission components characterizes the relation between extend velocity and rotation of atmosphere. There are needed the theoretical constructions of lines contours with using of received observational data in order to derive the concrete data about velocity of outflow matter, the rotation velocity, the excitation degree for different altitudes in MWC 342 envelope.

5. Interstellar extinction. The different authors evaluate the absorption up to MWC 342 from 1.4 mag [3], 1.5 mag. [5] up to 3.7 mag. [10] at various physical parameters of star, circumstellar envelope and interstellar matter.

At absorption estimation up to MWC342 we will proceed from following assumptions. The occurrence of HeI $\lambda 6678$ line in emission shows that the exciting star has the spectral class not later then B0-B0.5V, $M_v = -4.0 \text{ mag.}$, $(B-V)_0 = -0.30 \text{ mag.}$ [12]. We adopt the distance up to star $D \approx 1 \text{ kpc}$ [13], suggesting that it is situated in NGC 6910 and NGC 6913. We discuss the different versions of properties of interstellar matter and MWC 342 dust envelope when $R_v = 3.1$, $R_v = 3.6$. Moreover, it was considered the case when the absorption up to star is produces both the interstellar matter with $R_v = 3.1$ and the dust envelope with $R_v = 3.6$ [3].

The observed by us values are $(B-V) = 1.29 \text{ mag.}$, $V = 10.66 \text{ mag.}$ (the average during our observations), what gives $E(B-V) = 1.59 \text{ mag.}$ and $A_v = 4.93 \text{ mag.}$ From here we have the distance modulus $V - M_v = 9.73 \text{ mag.}$, $D = 883 \text{ pc.}$

At A_v estimation we not taken into account the conceivable contribution of additional free-free radiation of environment gas. The investigation of B and Be stars in clusters shows that Be stars after correction for interstellar absorption have the excess reddening $E(B-V)$ with large value scattering for

different objects. However, there is the tendency of increasing of reddening with growth of $EW(\text{\AA})$ and star luminosity. If to interpret the excess reddening as a additional radiation, arising at free-free and free-boundary transitions, then $E(B-V)^{ff}$ may achieve the value 0.1 mag, and an additional emission in V band may be 0.25 mag [15]. Thus, the observed value $E(B-V)=1.58$ mag for MWC 342 after correction will be $E(B-V)=1.49$ mag. Then $A_v=4.62$ mag, a distance modulus $V-M_v=10.04$ mag, what is correspond to $D=1$ kpc. Taking into account the uncertainty of adopted values for R_v and $E(B-V)^{ff}$ it is may consider that the received distance is well agree with assumption that object MWC 342 locates on the distance $D\approx 1$ kpc and the absorption to it is $A_v=4.62$ mag.

At absorption calculation in H_α and H_β lines and $A_v=4.62$, we were used by empiric curve for interstellar absorption [16]. In result we have $A_\beta-A_\alpha=1.75$. If we adopt for $D_{34}=10.7$ (2.58 mag) from Table 4, then we find that the observed Balmer decrement, reduced for absorption, is $D_{34}=2.14$.

6. Discussion. The analysis of photometric data shows that for MWC 342 are probably inherent the three mode of variability: the irregular brightness changing with amplitude ~ 0.5 mag., quasi-periodical with period 100-200 days and the cyclic changes of brightness with the period $P=5588$ days and amplitude $\Delta V=0.26$ mag. The photometric variations demonstrate the complicate behavior at clear absent their relations with spectral changes during our observations. On time intervals ~ 100 days the color index (B-V) not depends upon V value, while the average (B-V) value increases with increasing of star brightness V. Apparently, there are some mechanisms, which influence mostly on brightness changes than on (B-V) variations. Because of motion of individual large productions the dust envelope inhomogeneous structure may cause the brightness variations, but in same time not changing the star color. As far as it goes the smooth variations of average values V and (B-V) on large time intervals, then they may be caused both the star pulsation and MWC 342 binarity, as it is noticed in paper [10]. However, there are not available some sort of weighty observational evidence to the made speculations.

We made some no very valid assumptions at extinction calculations up to MWC 342, namely R_v is equal to 3.1 and the reddening, stipulated by radiation of gas envelope $E(B-V)^{ff}=0.1$ mag. Nevertheless, the determined up to MWC 342 distance and reduced for absorption the Balmer decrement, which is in indicative .limits for stars with emission [11], can claim that we find the plausible estimation for $A_v=4.62$.

7. Conclusion. Our data analysis shows that it is difficult to draw a conclusion about reality of cycle brightness variations on periods 100-200 days. But in same time it is well observed the brightness variations on large time scale, perhaps, even periodical with observed period $P=15$ years. Received by us the absorption value up to MWC 342 is $A_v=4.62$ mag. The Balmer emission line contours are characteristic for Be stars with rotating and extending envelope. The shift of absorption components V_α shows, that the velocity of envelope extending falls with altitude. It was founded that HeI $\lambda 6678$ line shows P Cyg structure with flat-peaked emission. Sometimes the analogous profile is observed for WR stars [17]. There are needed the theoretical constructions of lines contours with using of received observational data in order to derive the concrete data about velocity of outflow matter, the rotation velocity, the excitation degree for different altitudes in MWC 342 envelope. For bringing out geometry of radiated and radiation scattering fields there are required the polarimetric observations in different spectra regions and in individual lines (H_α).

Работа выполнена в рамках республиканской программы 002 «Прикладные исследования в области космической деятельности».

REFERENCES

- 1 Merrill, P.W., Humason, H.L., Burwell, C.G. *Astrophys. J.*, **1933**. 76, 156.
- 2 Swings, P. and Struve, O. *Astrophys. J.*, **1943**. 97, 194.
- 3 Broseh, N., Leibowitz, E.H., Speeter, N. *Astron. Astrophys.*, **1978**. 65, 259.
- 4 Andriolat, J. and Jaschek, L. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **1999**. 136, 59.
- 5 Arkhipova, V.P. and Ipatov, A.P. *SvAZh. Lett.*, **1982**. 8, 288.
- 6 Allen, D.A. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **1973**. 161, 145.
- 7 Zickgraf, F.J. and Shulter- Ladbeck, R.E. *Astron. Astrophys.*, **1989**. 214, 274.
- 8 Herbst, W., Herbst, D.K., Grossman, E.I. *Astrophys. J.*, **1994**. 108, 109.
- 9 Bergner, Y.K., Miroshnichenko, A.S., Yudin, R.V., Kuratov, K.S., Mukanov, D.B., Sheikina, T.A. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **1995**. 112, 221.
- 10 Miroshnichenko, A.S. and Corporon, P. *Astron. Astrophys.*, **1999**. 349, 126.

- 11 Sobolev, V.V. *Moving envelopes of stars, Harvard University Press, Cambridge.*, 1960, 33.
 12 Straižys, V. and Kuriliene, G. *Astrophys. and Space Science*, 1981, 80, 353.
 13 Gawford, D.L. and Barnes, J.V. *Astron. J.*, 1977, 82, 606.
 14 Bergner, Y.K., Miroshnichenko, A.S. et al. *Astrofizika*, 1990, 2, 203.
 15 Waters, L.B.F.M., Cote, J., Lamers, H.J.G.L.M. *Astron. Astrophys.*, 1987, 185, 206.
 16 Cardelli, J.A., Geffray, C. et al. *Astrophys. J.*, 1989, 345, 245.
 17 Mihalas, D. *Stellar Atmospheres, second edition, by Freeman, W.H. and Co*, 1978, 273 (in Russian edition).
 18 Andreev A.V., Kurchakov A.V., Rspaev F.K., Omarov Ch.T. *Izvestija NAN RK*, 1910. N.4, 41 (in Russ.).

Резюме

А. В. Андреев, А. В. Курчаков, Ф. К. Рыспаев

(«Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан Республикасы)

MWC 342: СПЕКТРЛІК ЖӘНЕ ФОТОМЕТРЛІК ӨЗГЕРУЛЕРДІҢ ТАЛДАУЫ ЖӘНЕ НӘТИЖЕСІ

Мақалада Ассы-Түрген обсерваториясында 2006 жылдың тамызынан 2011 жылдың қыркүйегіне дейінгі аралықта Ве жұлдыздары MWC 342 үшін алынған бақылаулардың спектрофотометрлік және фотометрлік нәтижелері берілген. MWC 342 үшін фотометрлік талдаулардың мәліметтері үш түрлі айнымалылық тән деп, көрсетеді: жарқырауының амплитудасы ~ 0.5 mag болатын иррегулярлы өзгерулер, периоды 100-200 күн квази-периодты және жарқырауының циклдік өзгеруі периоды $P=5588$ күн және амплитудасы $\Delta V= 0.26$ mag. Біз бақылаған уақытта фотометрлік өзгерулер күрделі табиғатты нақты спектрлік өзгерулермен байланыста болмағанда бейнелейді. Уақытша ~ 100 күндік интервалда түс көрсеткіш (B-V), V шамасына тәуелді болмайды, сол уақытта жұлдыздың жарқырауы жоғарылағанда, (B-V) орташа мәні көбейеді. Соған қарағанда, (B-V) өзгеруіне қарағанда, жарқыраудың өзгерулеріне әсер ететін, қандайда бір механизм бар тәрізді. Спектр сызықтарында $H\alpha$, $H\beta$, көптеген FeII сызықтары, тыйым салынған [OI] және MgI, SiII сызықтары кездеседі. Айналатын және кеңейетін қабықшалы Ве жұлдыздар үшін әдеттегідей, $H\alpha$ және $H\beta$ сызықтарының пішіндері екі компонентті пішінде болады. Сонымен бірге спектрлерде HeI $\lambda 6678$ сызықтар бар, ол жазықшыңды эмиссиялы P Cug құрылымын көрсетеді. $H\alpha$ сызығының қызыл қанатында көрінетін [NII] $\lambda 6584\text{\AA}$ сызығы алғаш рет көрсетілген. Біз бақылаған барлық уақыт аралығында $H\alpha$ және $H\beta$ сызықтарының қызыл компоненттері үшін гелиоцентрлік жылдамдық V_r табылды және ол әрқашан тұрақты $V_r=0\pm 15$ km s⁻¹ тең. Сондықтан, $V_r - V_a$ мәнін абсорбциялы компонент V_a жылдамдығы ретінде қарастыруға болады. Континуум деңгейіндегі сызықтардың жартылай ені $H\alpha \sim 1000$ km s⁻¹, $H\beta \sim 500$ km s⁻¹ құрайды. Абсорбциялы компоненттің орташа жылжуы V_a , HeI $\lambda 6678$ үшін 170 km s⁻¹ ден 180 km s⁻¹ дейін бекітілген. MWC 342 үшін біз алған жұтылу мәні $A_v= 4.62$ mag құрайды. Біз тапқан бақыланытын бальмер декремент, егер бақыланытын мәнді $D_{34}=10.7$ қабылдасақ, жұтылуы түзетілген, $D_{34}=2.14$ тең.

Тірек сөздер: Хербигтің Ae/Be жұлдыздары; жекешеленген объекті – MWC 342.

Резюме

А. В. Андреев, А. В. Курчаков, Ф. К. Рыспаев

(ДТОО «Астрофизический институт им. Фесенкова», Алматы, Республика Казахстан)

MWC 342: РЕЗУЛЬТАТ И АНАЛИЗ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ И СПЕКТРАЛЬНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ

В статье приводятся результаты спектрофотометрических и фотометрических наблюдений, полученных для Ве звезды MWC 342 за период август 2006 – сентябрь 2011 на высокогорной обсерватории Ассы – Тургень. Анализ фотометрических данных показывает, что для MWC 342, по-видимому, присущи три вида переменности: иррегулярные изменения яркости с амплитудой ~ 0.5 mag., квази-периодические с периодом 100-200 дней и циклические изменения яркости с периодом $P=5588$ дней и амплитудой $\Delta V= 0.26$ mag. Фотометрические вариации демонстрируют сложную природу при четком отсутствии их связей со спектральными изменениями за период наших наблюдений. На временных интервалах ~ 100 дней показатель цвета (B-V) не зависит от величины V, в то время как среднее значение (B-V) увеличивается с увеличением яркости звезды. По-видимому, существуют некоторые механизмы, которые влияют главным образом на изменения яркости, чем на вариации (B-V).

В спектрах присутствуют линии H_{α} , H_{β} , многочисленные линии FeII, запрещенные линии [OI] и MgI, SiII. Контуры линий H_{α} и H_{β} имеют двухкомпонентные профили и являются типичными для Be звезд с вращающейся и расширяющейся оболочкой. Более того, на всех спектрах присутствует линия HeI $\lambda 6678$, которая показывает P Cуг структуру с плоско-пиковой эмиссией. Впервые отмечена линия [NII] $\lambda 6584\text{\AA}$, которая видна на красном крыле линии H_{α} . Было найдено, что гелиоцентрическая скорость V_r для красных компонент линий H_{α} и H_{β} постоянна в пределах точности и равна $V_r=0\pm 15 \text{ km s}^{-1}$ по всему периоду наших наблюдений. Таким образом, значение $V_r - V_a$ можно рассматривать как скорость абсорбционной компоненты V_a . На уровне континуума полуширины линий составляют $H_{\alpha} \sim 1000 \text{ km s}^{-1}$, $H_{\beta} \sim 500 \text{ km s}^{-1}$. Средние сдвиги абсорбционной компоненты V_a для HeI $\lambda 6678$ заключены в пределах от 170 km s^{-1} до 180 km s^{-1} . Полученное нами значение поглощения до MWC 342 составляет $A_v = 4.62 \text{ mag}$. Мы нашли, что наблюдаемый бальмеровский декремент, исправленный за поглощение, равен $D_{34} = 2.14$, если принимаем наблюдаемое значение $D_{34} = 10.7$.

Ключевые слова: Ae/Be звезды Хербига; индивидуальные объекты – MWC 342.

Поступила 2.09.2013г.

УДК 524.3

А. В. КУРЧАКОВ, А. В. АНДРЕЕВ, Л. Н. КОНДРАТЬЕВА, Ф. К. РСПАЕВ

(ДТОО «Астрофизический институт им. Фесенкова», Алматы, Республика Казахстан)

ИОНИЗАЦИОННАЯ СТРУКТУРА ТУМАННОСТИ NGC 6857

Аннотация

Цель работы: Исследовать ионизационную структуру туманности NGC 6857: определить размеры и положение зон формирования эмиссионных линий разной степени ионизации.

Методы исследования: Проводились спектральные наблюдения объекта при разных положениях входной щели спектрографа. Выполнялась абсолютная калибровка интенсивностей эмиссионных линий в выбранных сечениях для получения общей картины распределения разных зон ионизации.

Результаты работы: Получены данные о распределении плотности потоков излучения разных эмиссионных линий в туманности.

Область применения: Полученные данные могут быть использованы для расчетов модели, объясняющей наблюдаемую структуру исследуемого объекта.

Выводы: Наличие сложной структуры внутренних областей туманности подтверждается. Центральная зона, в которой наблюдается дефицит всех элементов, могла сформироваться под воздействием звездного ветра горячей центральной звезды.

Ключевые слова: межзвездная среда; HII области; индивидуальные объекты – NGC 6857.

Тірек сөздер: жұлдызаралық орта; HII аймағы; NGC 6857 – жекешеленген объекті.

Keywords: interstellar matter; HII regions; individual objects: NGC 6857.

1. Введение. NGC 6857 = *Min1-98* – это эмиссионная туманность с размерами $10' \times 10'$, первоначально она относилась к классу планетарных туманностей. Наблюдения [1-4] показали присутствие молекул OH и H_2CO в направлении на объект и оптический спектр низкого возбуждения. Было установлено, что NGC 6857 является компактным HII-районом, расположенным в протяженном облаке ионизованного водорода Sh2-101, которое в свою очередь составляет часть гигантского газопылевого комплекса W58. В нем обнаружено большое количество точечных источников инфракрасного излучения, компактных и ультракомпактных HII областей и зон современного звездообразования. Расстояние до объекта NGC 6857 $D=8.6$ крс совпадает со значениями, полученными для ярких O и B звезд комплекса, что подтверждает их генетическую связь [5].

Как правило, области звездообразования вызывают повышенный интерес исследователей. Именно по этой причине активные наблюдения всего газопылевого комплекса и входящей в него туманности NGC 6857 проводились неоднократно в радио и инфракрасном диапазонах [5-10]. В оптическом диапазоне длин волн этот объект оказался малоизученным. Мы нашли данные о средних для туманности значениях интенсивностей эмиссионных линий в Каталоге Калера [11]

со ссылками на работы [12, 13], а также оценки поверхностной яркости туманности $S(H\beta) = 4.3 \pm 0.3 \times 10^{-13} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1} (\text{arcsec})^{-2}$, исправленные за поглощение [12]. Коэффициенты межзвездного поглощения: $A_V = 2^m$, 4^m и $4^m \cdot 2$ получены в работах [9, 12, 5] соответственно. Сложная структура туманности наглядно представлена на рисунке 1. В лучах линий $H\alpha + NII$ плотная центральная зона по внешнему виду напоминает биполярную туманность. Она окружена внешним кольцом, имеющим клочковатую структуру. Оно прослеживается также в лучах линий $[SII]$, но наиболее заметными деталями второго изображения являются волокно, расположенное на западной границе туманности и темный «провал» на юго-западе от центральной звезды.

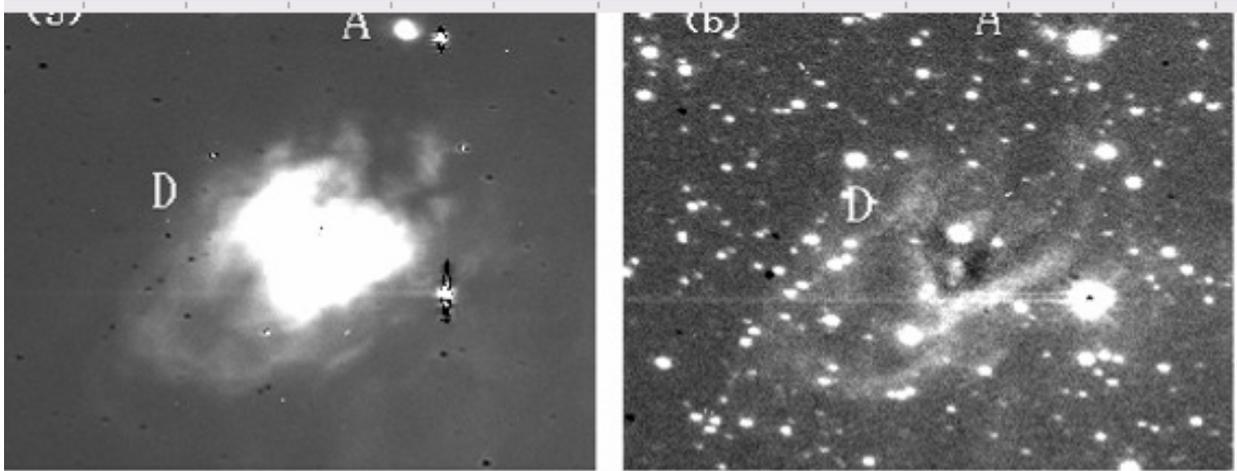


Рисунок 1 – Изображения туманности NGC 6857:
(левая панель) – в лучах $H\alpha + NII$ и (правая панель) – в лучах $[SII]$ из [5]

Мы провели спектральные исследования в разных сечениях туманности NGC 6857 для того, чтобы определить размеры и расположение зон ионизации разных элементов.

2. Наблюдения и обработка результатов. Спектральные наблюдения выполнялись на двух телескопах. На телескопе АЗТ-8 использовался дифракционный спектрограф, установленный в фокусе кассегрена и предназначенный для исследования слабых эмиссионных объектов. Приемником излучения служит CCD камера ST-8 (1530x1020, 9 μ). Спектрограммы с дисперсией 0.75 Å/пиксель охватывают $\sim 1200\text{Å}$ в диапазонах длин волн $\lambda\lambda 4000 - 5200\text{Å}$ и $\lambda\lambda 6100 - 7300\text{Å}$. Часть наблюдений была выполнена на 1-метровом телескопе фирмы Карл-Цейсс Йена со спектрографом UAGS. Спектрограммы с дисперсией 0.5Å/пиксель покрывают два диапазона: $\lambda\lambda 4400 - 5200\text{Å}$ и $\lambda\lambda 6100 - 6900\text{Å}$. В проекции на небо рабочая ширина щели соответствует 4".5 – 5".0. Для абсолютной калибровки потоков излучения использовались спектрограммы стандартных звезд, полученные с широкой щелью (10"). Стандарты выбирались с таким расчетом, чтобы в момент наблюдений они располагались на тех же зенитных расстояниях, что и объект исследования. Первичная обработка спектрограмм состояла из стандартных процедур: учета «темнового шума», ошибки поля, атмосферной экстинкции. Спектры стандартной звезды использовались также для учета спектральной чувствительности используемой аппаратуры. Спектрограммы туманности NGC 6857 получены в нескольких выбранных сечениях (положениях входной щели спектрографа), они представлены на рисунке 2.

Процедура последующей обработки состояла из нескольких этапов.

1. Измерение спектрограмм туманности, полученных с входной щелью 4".5 – 5".0, определение средних интенсивностей эмиссионных линий и их распределения вдоль данного сечения.

2. Вычисление плотности потоков излучения эмиссионных линий вдоль выбранных сечений (в относительных единицах).

3. Обработка спектрограмм стандартной звезды, полученных с широкой щелью. Наблюдаемое распределение энергии излучения звезды в непрерывном спектре в зависимости от длины волны.

4. Калибровка значений плотности потоков излучения эмиссионных линий вдоль выбранных сечений – переход к энергетической шкале ($\text{эргсм}^{-2} \text{сек}^{-1} (\text{угл. сек})^{-2}$).

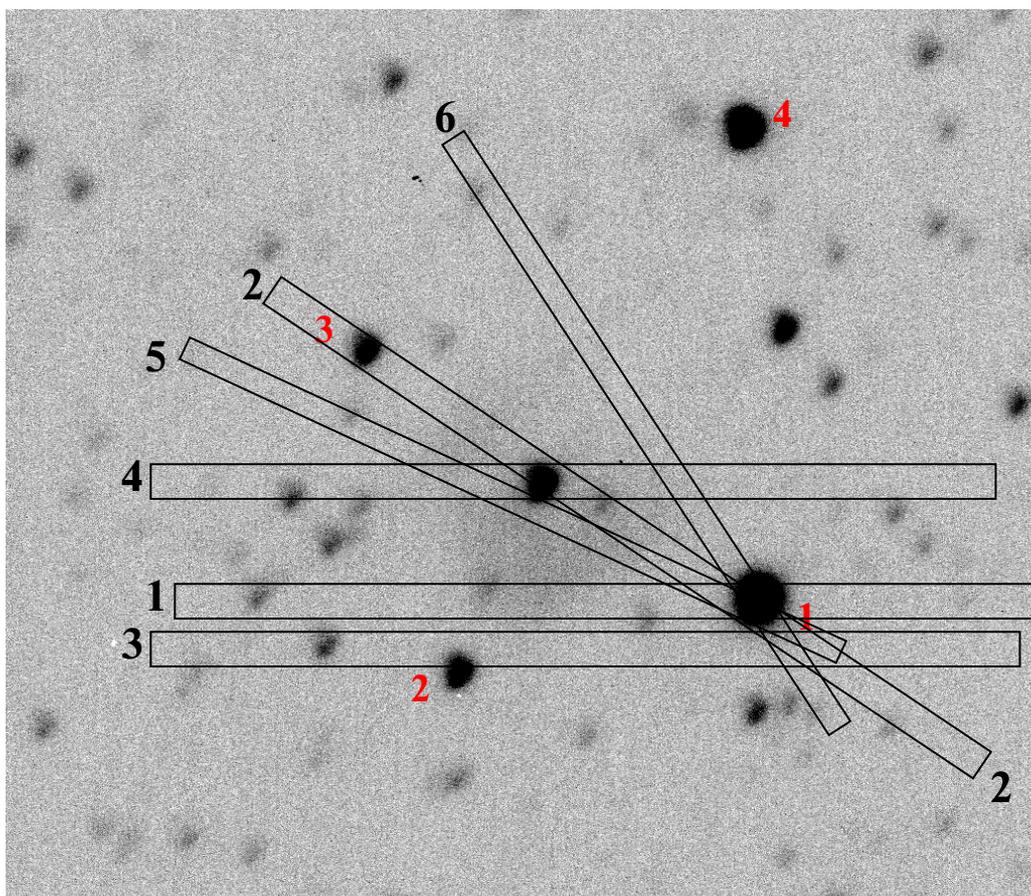


Рисунок 2 – Карта туманности NGC 6857 и положения сечений. Слева указаны их номера. Кроме того, на карте даны номера опорных звезд

Полученные результаты приведены на рисунках (3-10). Каждый из них содержит графики распределения потоков излучения на квадратную секунду дуги в эмиссионных линиях вдоль сечения. Данные приведены для эмиссионных линий $H\alpha$, $H\beta$, $[NII]$, 6583\AA , $[OIII]$, 4959 , 5007\AA , $[SII]$, 6717 , 6731\AA , HeI , 6678\AA , $[OI]$, 6300\AA . На каждом графике указан номер сечения и обозначены соответствующие эмиссионные линии.

На основе полученных данных определены характеристики зон излучения эмиссионных линий разной степени ионизации и получены следующие результаты.

- Область ионизованного водорода имеет внешние размеры $\sim 90'' \times 80''$ (Сечения 2, 3, 4 и 6), южная часть превосходит северную по поверхностной яркости \sim в 1.5 раза. Вокруг центральной звезды существует своеобразный «провал» – зона пониженной поверхностной яркости с размерами $\sim 7'' \times 10''$, причем центр этой внутренней зоны несколько смещен к юго-западу относительно центральной звезды (Сечения 4 и 5). Область максимальной поверхностной яркости ($S \sim 4.5 \cdot 10^{-14} \text{ эрг см}^{-2} \text{ сек}^{-1} (\text{сек дуги})^{-2}$) имеет внутренний диаметр $\sim 25''$ и также смещена к юго-западу относительно центральной звезды.

- Зона формирования эмиссии HeI имеет размеры $\sim 40'' \times 50''$ с центральной областью низкой поверхностной яркости диаметром $\sim 10''$ (Сечения 4 и 5). Максимальное значение плотности потока в линии HeI , 6678\AA составляет $\sim 8.5 \cdot 10^{-16} \text{ эрг см}^{-2} \text{ сек}^{-1} (\text{сек дуги})^{-2}$.

- Зона $[OIII]$ имеет размеры $\sim 70'' \times 80''$, области максимальной интенсивности ($\sim 2 \cdot 10^{-14} \text{ эрг см}^{-2} \text{ сек}^{-1} (\text{сек дуги})^{-2}$) образуют эллипс ($40'' \times 15''$), с большой осью в направлении северо-восток – юго-запад.

• Зона излучения линий [SII], 6717, 6731 Å простирается на расстояния ~ 40" - 50" от центра, совпадая по размерам и положению с областью ионизованного водорода. Максимальная интенсивность наблюдается в Сечении 1, проходящем через волокно (рисунок 2). Соответствующая плотность потока составляет $1.3 \cdot 10^{-14}$ эрг $\text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} (\text{сек. дуги})^{-2}$.

Итак, результаты спектральных исследований туманности NGC 6857 показали, что около центральной звезды существует своеобразная полость с пониженным содержанием всех регистрируемых элементов. При расстоянии до объекта $D = 8.6$ кпс размеры этой области (~ 10" x 10") соответствуют ~ 0.4 пс. Подобная зона с дефицитом газа могла сформироваться под действием звездного ветра горячей центральной звезды. При скоростях звездного ветра 500–1000 км сек^{-1} на это потребовалось ~ 700–350 лет. Наблюдаемое смещение зоны относительно центральной звезды, возможно, связано с неоднородным распределением газа в окрестностях звезды. Электронная плотность газа составляет: в центре < 100 см^{-3} , на расстоянии 10"–20" от центральной звезды до 200 см^{-3} . Максимальное значение электронной плотности ~ 600 см^{-3} измерено в волокне (Сечение 3). Оценки поглощения дают следующие результаты: $A_v = 3^m.5 - 4^m$ вблизи центральной звезды и увеличивается к границам туманности до $A_v = 5^m.5 - 6^m$.

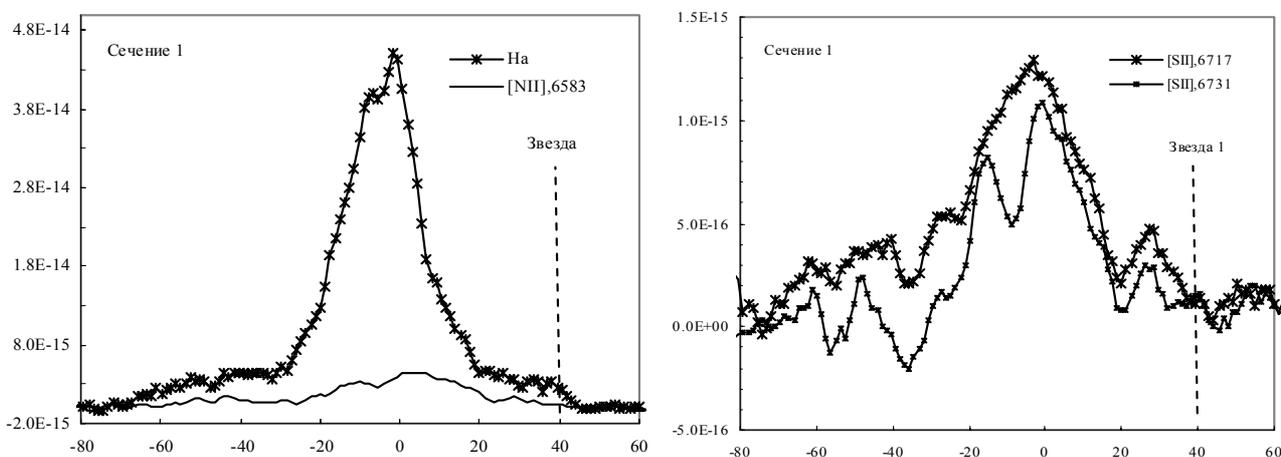


Рисунок 3 – Сечения 1 и 2. Ось X соответствует шкале расстояний вдоль туманности в угловых секундах, нуль пункт совпадает с положением центральной звезды.

Ось Y – плотность потока излучения, выраженная в $\text{эрг см}^{-2} \text{сек}^{-1} (\text{сек. дуги})^{-2}$

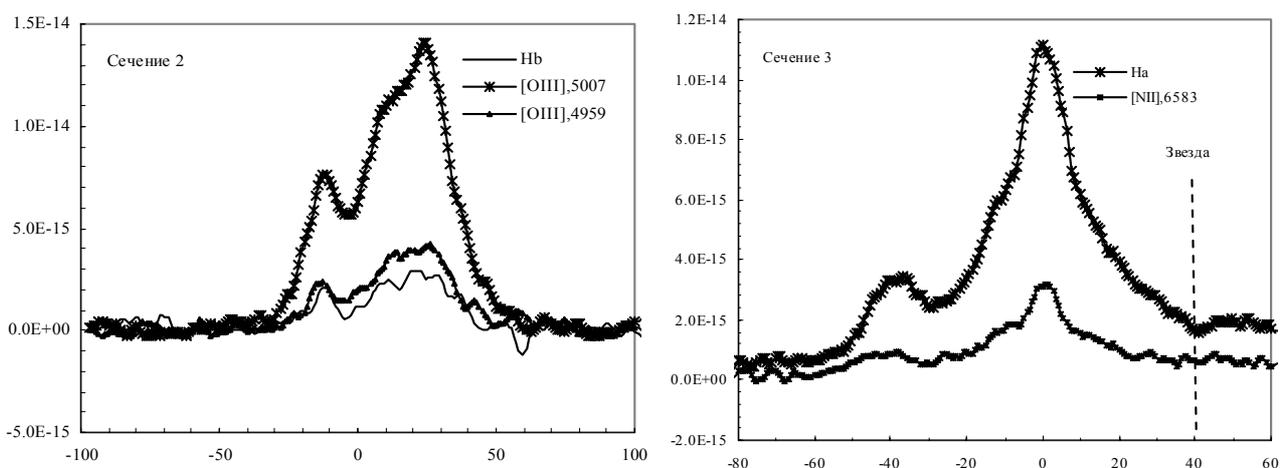


Рисунок 4 – Сечения 2 и 3. Ось X соответствует шкале расстояний вдоль туманности в угловых секундах.

Ось Y – плотность потока излучения, выраженная в $\text{эрг см}^{-2} \text{сек}^{-1} (\text{сек. дуги})^{-2}$

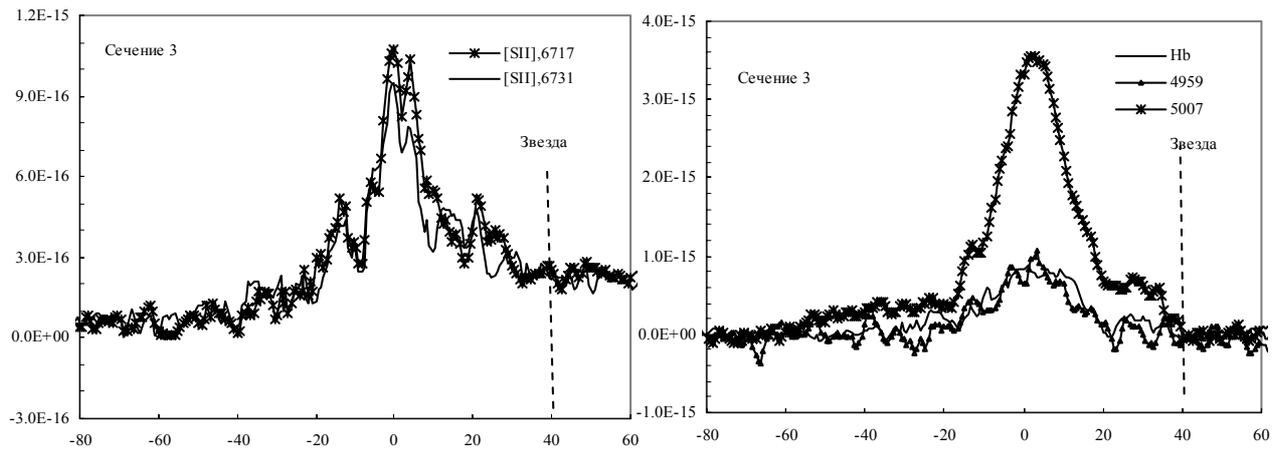


Рисунок 5 – Сечения 3. Ось X соответствует шкале расстояний вдоль туманности в угловых секундах. Ось Y – плотность потока излучения, выраженная в эрг см⁻²сек⁻¹ (сек.дуги)⁻²

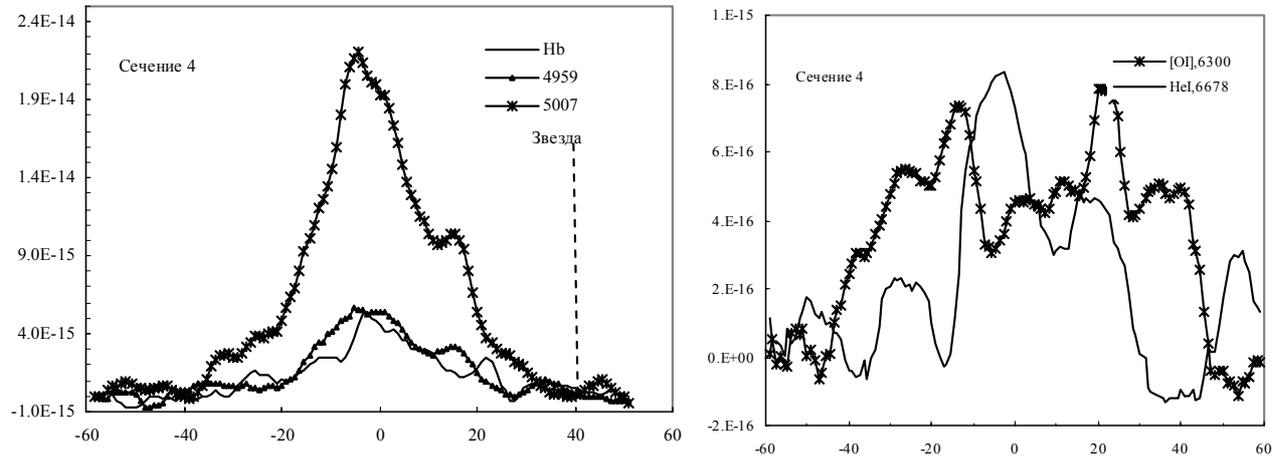


Рисунок 6 – То же, что на рисунках 3 – 5, но для Сечения 4

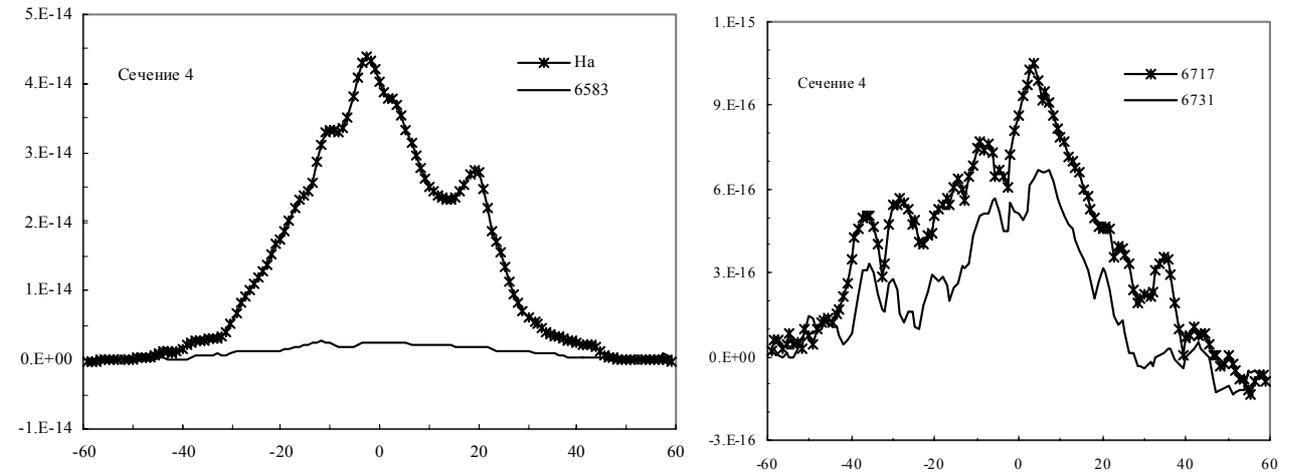


Рисунок 7 – То же, что на рисунках 3 – 5, но для Сечения 4

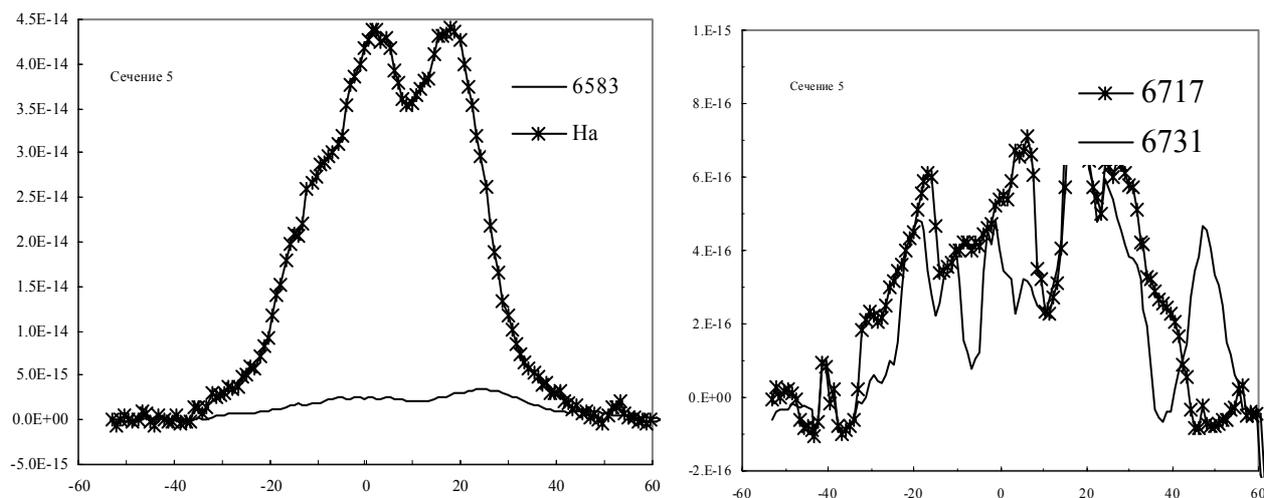


Рисунок 8. То же, что на рисунках 3 – 5, но для Сечения 5.

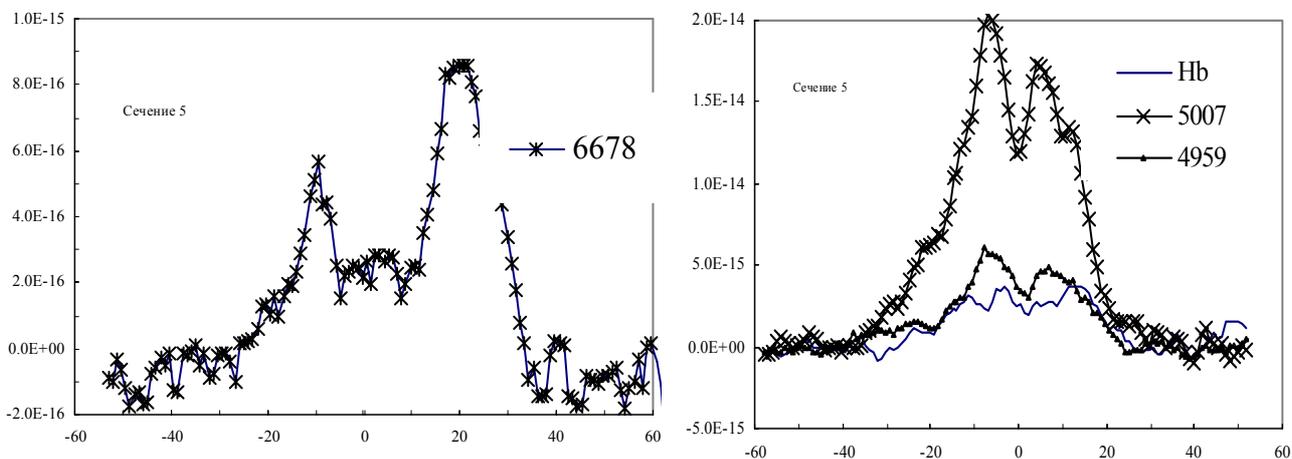


Рисунок 9 – То же, что на рисунках 3 – 5, но для Сечения 5

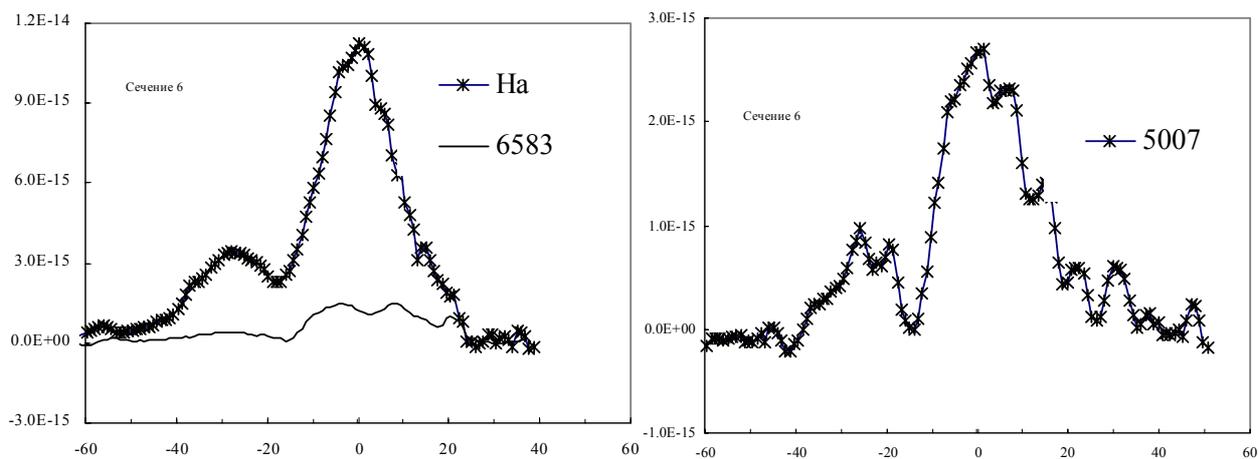


Рисунок 10 – То же, что на рисунках 3 – 5, для Сечения 6

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

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Rubin R.H., & Turner B.E. Radio Observations of the Nebulae K3-50 and NGC 6857 // *ApJ*. – 1969. – Vol. 157. – L41.
- 2 Rubin Turner Observations of Compact H II Regions with Optical Counterparts // *ApJ*. – 1971. – Vol. 165. – P. 471.
- 3 Zuckerman B., Buhl D., Palmer P., Snyder L.E. Observations of Interstellar Formaldehyde // *ApJ*. – 1970. – Vol. 160. – P. 485.
- 4 Chaisson E.J., Goad L.E. Low-Energy X-Rays Ruled Out as Interstellar Ionizing Mechanism Toward K3-50 // *ApJ*. – 1972. – Vol. 171. – L61.
- 5 Samal M., Pandey A., Ojha D., et al. A multiwavelength study of star formation in the vicinity of galactic H II region Sh 2-100 // *Ap J*. – 2010. – Vol. 714. –P. 1015.
- 6 Peeters E., Tielens A. et al. The prominent dust emission feature near 8.9 μ m in four H II regions // *Ap J*. – 2005. – Vol. 620. – P. 774-785.
- 7 Okamoto Y., Kataza H., Yamashita T. et al. K3-50A: an ultracompact H II region ionized by a massive stellar cluster // *ApJ*. – 2003. – Vol. 584. –P. 368.
- 8 Howard E., Pipher J., Forrest W. et al. A near-infrared study of the K3-50 region of high-mass star formation // *ApJ*. – 1996. – Vol. 460. – P. 744.
- 9 Roelfsema P.R., Goss W.M., Geballe T.R. Infrared and radio recombination line observations of K3-50 // *A&A*. – 1988. – Vol. 207. – P. 132.
- 10 Balser D., Goss W., De Pree E C. VLA High –sensitivity 4He imaging of galactic H II regions // *AJ*. – 2001. – Vol. 121. – P. 371.
- 11 Kaler J. A catalog of relative emission line intensities observed in planetary and diffuse nebulae // *ApJSS*. – 1976. – Vol. 31.
- 12 Persson S.E., Frogel J.A. Spectrophotometric observations of the compact HII regions K3-50 and of NGC 6857 // *ApJ*. – 1974. – Vol. 188. – P. 523.
- 13 Воронцов-Вельяминов Б.А., Костякова Е.Б., Докучаева О. // *АЖ*. – 1965. – Т. 42. – С. 730.

REFERENCES

- 1 Rubin, R. H., & Turner, B. E. *ApJ*, **1969**, 157, L41.
- 2 Rubin Turner *ApJ*, **1971**, 165, 471.
- 3 Zuckerman, B., Buhl, D., Palmer, P., & Snyder, L. E. *ApJ*, **1970**, 160, 485.
- 4 Chaisson, E. J., & Goad, L. E. *ApJ*, **1972**, 171, L61.
- 5 Samal M., Pandey A. and Ojha D., et al. *Ap J*, **2010**, 714, 1015.
- 6 Peeters E., Tielens A. et al. *Ap J*, **2005**, 620, 774-785.
- 7 Okamoto Y., Kataza H., Yamashita T. et al. *ApJ*, **2003**, 584, 368.
- 8 Howard E., Pipher J., Forrest W. et al. *ApJ*, **1996**, 460, 744.
- 9 Roelfsema P. R., Goss, W. M., & Geballe, T. R. *A&A*, **1988**, 207, 132.
- 10 Balser D., Goss W., De Pree E C. *AJ*, . **2001**, 121, 371.
- 11 Kaler J. *ApJSS*, **1976**, 31.
- 12 Persson S. E., & Frogel, J. A. *ApJ*, **1974**, 188, 523.
- 13 Vorontsov-Velyaminov B., Koctyakova E., Dokuchaeva O. *AZh*, **1965**, 42, 730 (in Russian).

Резюме

А. В. Курчаков, А. В. Андреев, Л. Н. Кондратьева, Ф. К. Рыспаев

(«Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан Республикасы)

NGC 6857 ТҰМАНДЫҒЫНЫҢ ИОНДАЛҒАН ҚҰРЫЛЫМЫ

Жұмыстың мақсаты: NGC 6857 тұмандықтың иондалған құрылымын зерттеу: әртүрлі дәрежедегі иондалған эмиссиялық сызықтардың жасалу аумағының орнын және өлшемін анықтау.

Зерттеудің әдістері: спектрографтың кіретін саңылауының әртүрлі орындары бойынша объектінің спектрлік бақылаулары жүргізілді. Иондалатын аумақтың әртүрлі таралуының жалпы суретін алу үшін таңдап алынған қиылыстардың эмиссиялық сызықтарының қарқындылығының абсолютті калибровкасы орындалды.

Жұмыстың нәтижелері: тұмандықтардың әртүрлі эмиссиялық сызықтарының сәулелену ағынының тығыздығының таралуы туралы мәліметтер алынды.

Қолдану аймағы: Алынған мәліметтерді зерттелетін объектінің бақыланатын құрылымын түсіндіретін моделі есептеу үшін қолдануға болады. Зерттелетін объектінің бақыланатын құрылымы түсіндірілетін, моделін есептеу үшін, алынған мәліметтерді қолдануға болады.

Тұжырым: Тұмандықтың ішкі аймақтарының құрылымы күрделі болатындығын дәлелдейді. Орталық аумақ, аз кездесетін бақыланатын барлық элементтер, орталық ыстық жұлдыздың, жұлдызды желдің әсерінен пайда болуы мүмкін.

Тірек сөздер: жұлдызаралық орта; HII аймағы; NGC 6857 – жекешеленген объектілері.

Summary

A. B. Kurchakov, A. V. Andreev, L. N. Kondratyeva, F. K. Rspaev

(ДТОО «Fesenkov Astrophysical Institute», Almaty, Republic of Kazakhstan)

IONIZATION STRUCTURE OF THE NEBULA NGC 6857

Aim: Study of ionization structure of the nebula: determination of the sizes and position of zones, in which the emission lines of the different ionization degrees are formed.

Methods: Spectral observations with the different slit position were carried out. An absolute calibration of the emission-line fluxes in the chosen cross sections was done in order to obtain the whole representation about distribution of the ranges of different ionization degrees

Results: The density fluxes distribution within the nebula for the different emission lines are obtained .

Applications: Obtained data may be used for the modeling of the observable structure of the object..

Conclusions: The complex structure of the inner regions of the nebula was confirmed. The central hole with a deficit of any gas may be formed under the stellar wind of the central star.

Keywords: interstellar matter; HII regions; individual objects: NGC 6857.

Поступила 2.09.2013г.

УДК 524.33

A. B. КУРЧАКОВ, Ф. К. РСПАЕВ

(ДТОО «Астрофизический институт им. Фесенкова», Алматы, Республика Казахстан)

СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ
сPNB[e] ЗВЕЗДЫ OY GEM В 2001-2012 ГОДАХ

Аннотация. Приводятся спектрофотометрические и фотометрические данные, полученные для сPNB[e] звезды OY Gem за период 2001-2012 гг. на высокогорной обсерватории Ассы-Тургень. В спектре присутствуют интенсивные линии H α , H β , HeI, многочисленные линии FeII, а также запрещенные линии [FeII], [NII], [OI], [OII], [OIII], [SII]. Наблюдаются вариации максимума интенсивности линии H α по отношению к непрерывному спектру. За это время эквивалентная ширина EW линии H α изменялась в пределах 700 ÷ 955Å, яркость в V= 11.^m05 ÷ 11.^m44; (B-V)= 0.^m24 ÷ 0.^m41; (V-R)= 0.^m70 ÷ 1.^m26; (V-I)= 0.^m93 ÷ 1.^m02. По нашим измерениям, по-видимому, имеется слабая тенденция изменения эквивалентной ширины EW линии H α с блеском V и показателем цвета (B-V): в среднем при увеличении EW блеск V уменьшается, а показатель (B-V) увеличивается. В результате наших многолетних наблюдений выявлено, что отношение V/R линий H α и H β уменьшаются со временем. Проведен сравнительный анализ с ранее полученными данными.

Ключевые слова: сPNB[e] протопланетарные туманности; индивидуальные объекты – OY Gem.

Тірек создер: сPNB[e] протопланетарлық тұмандықтар, жекешеленген объектілері – OY Gem.

Keywords: сPNB[e] protoplanetary nebulae; individual object – OY Gem.

1. Введение. OY Gem (MWC 162=HD 51585=IRAS 06556+1623) была впервые открыта Мериллом и Беруэллом [1], которые нашли водородную и FeII эмиссии в ее спектре, причем водородные линии в 1933 году имели профили типа P Cyg. Алленом и Свингсом [2] она была классифицирована как принадлежащая к немногочисленному классу горячих эмиссионных звезд с сильным инфракрасным избытком и запрещенными линиями высокого возбуждения, напоминающих планетарные туманности (т.е. к типу B[e] звезд). В работе [7] было предложено пересмотреть классификационные критерии для B[e] типа звезд и определить пять классов звезд, которые показывают B[e] феномен. В этой же работе [7] для каждой из этих групп определены первичные и Вторичные классификационные критерии, причем критерий наличия B[e] феномена остается тем же, что и ранее используемый для B[e] звезд, впервые введенным в 1976 году Алленом и Свингсом [2]. Согласно этой классификации OY Gem отнесена к группе “сPNB[e] stars” или B[e] типу звезд компактных планетарных туманностей. сPNB[e] – это группа звезд, находящихся в эволюционной

фазе маломассивных звезд, которые в будущем станут планетарными туманностями. В работе [3] было отмечено сходство сPNB[e] звезд и спектрами планетарных туманностей. Оптический спектр многих компактных планетарных туманностей показывает сильные бальмеровские эмиссионные линии и эмиссионные линии FeII, а также запрещенные линии [FeII] и [CaII]. К тому же здесь могут находиться запрещенные линии и более высокоионизованных состояний, таких как [OIII], [SIII], [NeIII]. Многие из этих объектов показывают сильные ИК избытки, что является характеристикой B[e] феномена [2].

Отождествление спектральных линий OY Gem в оптической и ближней ИК областях проводилось рядом авторов [6,8-15]. Спектральный класс звезды был оценен как B0-B1 по интенсивностям эмиссионных линий H и HeI, по распределению энергии в непрерывном спектре, а также по положению звезды на двухцветной диаграмме U-B, B-V в предположении, что избыток цвета E(B-V) составляет $0.^m5 - 0.^m6$ [5,6,16]. Архиповой [5] была предложена гипотеза, что OY Gem является проэволюционировавшей звездой промежуточной начальной массы, движущейся влево на диаграмме Герцшпрунга-Рессела, возможным протопланетарным объектом. Авторы работы [15] пришли к выводу, что распределение энергии в спектре звезды показывает наличие трех источников излучения: звезда с температурой 28000 K, горячая пыль с $T=1100$ K и холодная пыль с $T=180$ K. Они выполнили оценки следующих звездных параметров: $M_* = 0.62 M_\odot$, $L_* = 6190 L_\odot$, $\log g = 3.42$, расстояние $D=2.1$ Кпс и скорость потери массы $\Delta M=1.4 \cdot 10^{-8} M_\odot/\text{год}$.

2. Наблюдения. Спектральные и фотометрические наблюдения проведены на 1-м телескопе высокогорной обсерватории Ассы-Тургень Астрофизического института Национальной академии наук Республики Казахстан в сентябре 2001 г. – октябре 2012 г.

2.1 Спектрофотометрия. Спектральные наблюдения выполнены с помощью спектрографа UAGS и ПЗС матрицы ST-8 размером 1530 x 1020 пикселей. Размер пикселя 9 x 9 мкм. Обратная дисперсия $0.5 \text{ \AA}/\text{пс}$. Ширина щели $3."0=3$ пикселя. Исследования спектра OY Gem проводились в основном в области линий H α и H β . Плоское поле для спектрофотометрии получалось от купола, освещаемого обычной лампой накаливания. Редукций за инструментальный контур не проводилось. Эквивалентные ширины эмиссионной линии H α найдены без учета блендирования их линиями поглощения. Время выдержки для исследуемой звезды составляло 30 минут.

2.2 Фотометрия. Фотометрические BVRI данные были получены с помощью ПЗС матрицы ST-7 и исправлены за плоское поле, получаемое от сумеречного неба. В качестве звезд сравнения для OY Gem использовались звезды из каталога [19]: HD 53110 и HD 53588.

Фотометрические и спектральные данные, полученные для OY Gem за период 2001-2012 гг., приведены в таблице 1.

Как видно из таблицы 1, в процессе наблюдений блеск – объекта в полосе V изменялся в пределах $11.^m05 \div 11.^m44$, а показатели цвета (B-V)= $0.^m24 \div 0.^m41$, (V-R)= $0.^m70 \div 1.^m26$, (V-I)= $0.^m93 \div 1.^m02$.

3. Обсуждение результатов. Немногочисленные UBV фотометрические наблюдения OY Gem собраны в таблице 1 работы Архиповой [5] и представлены несколькими измерениями 1968, 1973, 1987 и 1988 годов. Наши фотометрические BVR наблюдения этой звезды охватывают период с 2002 по 2012 год и приведены в таблице 1. Как видно из таблицы в течение октябрь 2002 – февраль 2003 гг. звезда незначительно изменяла свой блеск и показатели цвета. В декабре 2003 – ноябре 2005 гг. OY Gem показала увеличение блеска в полосе V приблизительно на $0.^m1$ по сравнению с ранее полученными данными. При этом показатель (B-V) остался практически прежним, а показатель (V-R) увеличился приблизительно на $0.^m3$. В это же время наблюдается значительное уменьшение эквивалентных ширин линий H α и H β . Вероятно, такое поведение было связано с увеличением оптической толщи в линиях вследствие сброса оболочки.

Отчетливой корреляции блеска V от показателя цвета (B-V) не наблюдается, как это отмечалось и в работах [15, 20].

На рисунке 1 показаны зависимости эквивалентной ширины линии H α от блеска V и показателя цвета (B-V) по нашим наблюдениям. Как видно, имеется некая тенденция к изменению эквивалентной ширины EW линии H α с блеском V и показателем цвета (B-V): в среднем при увеличении EW блеск V уменьшается, а показатель (B-V) увеличивается.

Таблица 1 – На спектральные данные и BVRI фотометрия для OY Gem

Date	JD 2450000+	EW(H α) Å	V/R	D	V	B-V	V-R	V-I
1	2	3	4	5	6	7	8	9
19.11.2001	2233.438	864.2	0.44	180	–	–	–	–
22.11.2001	2236.420	857.0	0.45	160	–	–	–	–
11.12.2001	2255.335	865.4	0.45	180	–	–	–	–
12.12.2001	2256.311	881.4	0.45	180	–	–	–	–
15.01.2002	2290.185	895.0	0.41	180	–	–	–	–
08.02.2002	2314.262	836.6	0.42	180	–	–	–	–
09.02.2002	2315.195	847.5	0.42	180	–	–	–	–
10.02.2002	2316.263	879.1	0.41	180	–	–	–	–
11.02.2002	2317.278	865.6	0.42	180	–	–	–	–
10.11.2002	2589.465	870.6	0.43	180	11.24	0.34	0.77	–
06.12.2002	2615.406	845.4	0.41	160	11.26	0.30	0.77	–
06.01.2003	2646.269	952.7	0.42	160	11.26	0.34	0.76	–
08.01.2003	2648.276	955.7	0.43	180	11.24	0.35	0.74	–
28.01.2003	2668.208	884.8	0.42	180	11.34	–	0.70	–
01.02.2003	2672.214	893.9	0.40	180	11.27	0.34	0.76	–
03.02.2003	2674.172	929.1	0.41	170	11.25	0.34	0.73	–
27.12.2003	3001.335	753.5	0.38	180	11.15	0.33	1.09	0.96
18.01.2004	3023.242	789.2	0.38	180	11.16	0.32	1.08	0.95
12.11.2004	3322.410	765.0	0.38	180	11.17	0.32	1.10	0.99
13.11.2004	3323.396	703.6	0.39	205	11.05	0.38	0.98	–
28.11.2005	3703.434	831.2	0.40	185	11.25	0.31	1.11	0.99
28.02.2006	3795.144	868.0	0.37	180	11.26	0.36	1.04	1.01
21.12.2006	4091.283	979.1	0.32	185	11.31	0.33	1.17	1.02
14.01.2007	4115.220	–	–	–	11.31	0.24	1.18	1.01
16.03.2007	4176.197	815.5	0.34	205	–	–	–	–
16.03.2007	4176.219	849.2	0.32	185	–	–	–	–
02.02.2008	4499.086	881.6	0.30	205	11.35	0.25	1.16	1.01
02.02.2008	4499.117	834.0	0.30	205	–	–	–	–
04.11.2008	4775.427	810.5	0.28	185	11.30	0.26	1.12	1.00
04.11.2008	4775.442	850.0	0.32	210	–	–	–	–
27.11.2008	4798.358	857.5	0.29	205	11.31	0.24	1.16	1.00
27.11.2008	4798.381	887.3	0.29	185	–	–	–	–
18.10.2009	5123.433	863.1	0.29	185	11.32	0.29	1.15	0.98
21.10.2009	5126.473	858.5	0.29	180	11.36	0.30	1.16	0.99
18.11.2009	5154.373	835.8	0.29	180	11.28	0.32	1.11	0.96
19.11.2009	5155.374	808.9	0.28	205	–	–	–	–
04.11.2010	5505.396	881.1	0.29	185	11.37	0.25	1.17	0.93
30.10.2011	5865.419	848.6	0.29	185	11.28	0.25	1.13	0.94
21.11.2012	6253.392	877.6	0.28	185	11.44	0.41	1.26	1.02

В столбцах таблицы 1 приводятся: 1 - дата наблюдения; 2 - юлианская дата; 3 - эквивалентная ширина EW эмиссионной части линии H α в Å; 4 - отношение V/R максимальных значений интенсивностей голубой и красной компонент линии; 5- расстояние D между пиками голубой и красной компонент линии в км/с; 6–9 - фотометрические наблюдения в системе Джонсона: звездная величина V и показатели цвета (B-V), (V-R) и (V-I); соответственно.

Линии бальмеровской серии H α и H β очень сильны. Обе линии имеют двухкомпонентный профиль с центральной абсорбцией. Как для линии H α , так и линии H β красная компонента имеет значительно большую интенсивность по сравнению с синей. В результате наших многолетних наблюдений выявлено, что отношение V/R как для линии H α (рисунок 2), так и для линии H β уменьшаются со временем.

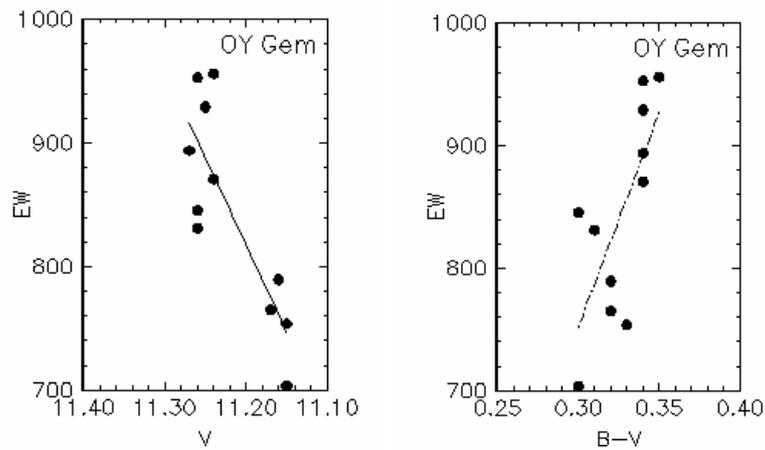


Рисунок 1

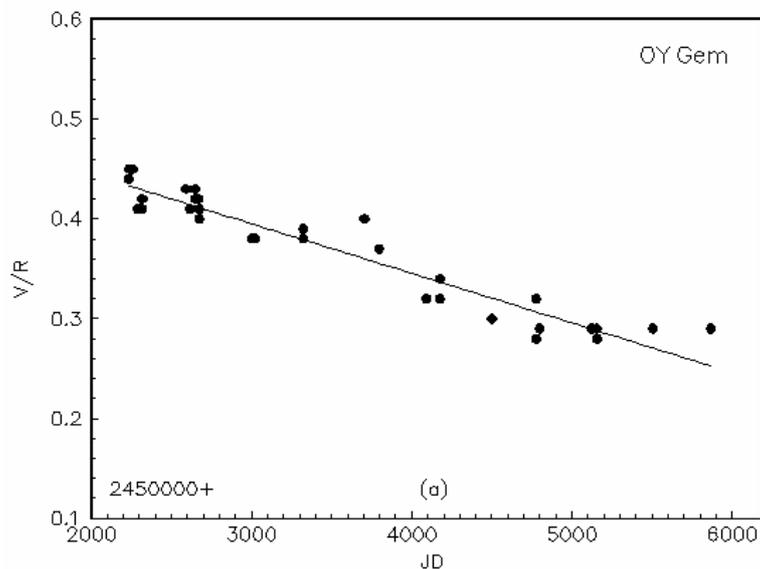


Рисунок 2 – Зависимость отношения V/R для линии H α от времени

К сожалению, даже на столь длительном промежутке времени пока не понятно такое поведение отношения V/R: или это циклический процесс, или переход к однопиковой структуре. Для выяснения этого потребуются дальнейшие наблюдения.

Работа выполнена в рамках республиканской программы 002 «Прикладные исследования в области космической деятельности».

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Merrill P.W., Burwell C.G. // *Astrophys. J.* – 1933. – Vol. 78. – P. 87.
- 2 Allen D.A., Swings J.P. // *Astron.&Astrophys.* – 1976. – Vol. 47. – P. 293.
- 3 Swings J.P., Andrillat Y. // *Astron.&Astrophys.* – 1979. – Vol. 74. – P. 85.
- 4 Kurchakov A.V., Rspaev F.K. // *Astronomy and Astrophysical Transactions.* – August 2005. – Vol. 24, № 4. – P. 317.
- 5 Архипова В.П. // *Письма в АЖ.* – 1989. – Т. 15. – С. 925.
- 6 Andrillat Y., Houziaux L. // *Mem. Soc. Roy. Sci. Liege. Ser. VI.* – 1973. – Vol. 5. – P. 377.
- 7 Lamers H.J.G.L.M., Zickgraf F.-J., Winter D.de, et al. // *A&A.* – 1998. – V. 340. – P. 117.
- 8 Allen D.A. // *MNRAS.* – 1973. – Vol. 161. – P. 145.
- 9 Архипова В.П. // *АЖ.* – 1962. – Т. 39. – С. 363.
- 10 Beals C.S. // *Publ. DAO.* – 1951. – Vol. 9. – P. 1.
- 11 Houziaux L., et al. // *IAU Symp.* – 98. – In: Jaschek M. And Groth H.L. (eds.). – 1982. – P. 427.
- 12 Ciatti F., d'Odorico S., Mammano A. // *Astron.&Astrophys.* – 1974. – Vol. 34. – P. 181.
- 13 Andrillat Y., Swings J.P. // *Astrophys. J.* – 1976. – Vol. 204. – L123.
- 14 Klutz M., Swings J.P. // *Astron.&Astrophys.* – 1977. – Vol. 56. – P. 143.

- 15 Архипова В.П., Иконникова Н.П. // Письма в АЖ. – 1992. – Т. 18. – С. 1018.
 16 Архипова В.П., Ипатов А.П. // Письма в АЖ. 1982. – Т. 8. – С. 554.
 17 Beals C.S., Hatcher R.D. // Cont. Dom. Obs. Ottawa. – 1948. – Vol. 2, N. 1.
 18 Jaschek C., Andrillat Y., Jaschek M. // Astron.&Astrophys.Suppl. – 1996. – Vol. 117. – P. 281.
 19 Корнилов В.Г., Миронов А.В., и др. // Труды ГАИШ. – 1991. – Т. 63. – 400 с.
 20 Курчаков А.В., Рспаев Ф.К. HD 200775: Результаты и анализ спектральных измерений линии H α // Известия НАН РК. – 1911. – № 4. – С. 27.

REFERENCES

- 1 Merrill P.W., Burwell C.G. *Astrophys. J.* **1933**, 78, 87.
 2 Allen D.A., Swings J.P. *Astron.&Astrophys.* **1976**, 47, 293.
 3 Swings J.P., Andrillat Y. *Astron.&Astrophys.* **1979**, 74, 85.
 4 Kurchakov A.V., Rspaev F.K. *Astronomy and Astrophysical Transactions*. **August 2005**, 24, 317.
 1. 5 Arkhipova V.P. *Pis'ma v AZh.* **1989**, 15, 925 (in Russ.).
 6 Andrillat Y., Houziaux L. *Mem.Soc.Roy.Sci. Liege. Ser.VI.* **1973**, 5, 377.
 7 Lamers H.J.G.L.M., Zickgraf F.-J., Winter D.de, et al. *A&A.* **1998**, 340, 117.
 8 Allen D.A. *MNRAS.* **1973**, 161, 145.
 9 Arkhipova V.P. *AZh.* **1962**, 39, 363 (in Russ.).
 10 Beals C.S. *Publ. DAO.* **1951**, 9, 1.
 11 Houziaux L., et al. *IAU Symp.98. In: Jaschek M. And Groth H.L. (eds.).* **1982**, 427.
 12 Ciatti F., d'Odorico S., Mammano A. *Astron.&Astrophys.* **1974**, 34, 181.
 13 Andrillat Y., Swings J.P. *Astrophys. J.* **1976**, 204, L123.
 14 Klutz M., Swings J.P. *Astron.&Astrophys.* **1977**, 56, 143.
 15 Arkhipova V.P., Ikonnikova N.P. *Pis'ma v AZh.* **1992**, 18, 1018 (in Russ.).
 16 Arkhipova V.P., Ipatov A.P. *Pis'ma v AZh.* **1982**, 8, 554 (in Russ.).
 17 Beals C.S., Hatcher R.D. *Cont. Dom. Obs. Ottawa.* **1948**, 2, N.1.
 18 Jaschek C., Andrillat Y., Jaschek M. *Astron.&Astrophys.Suppl.* **1996**, 117, 281
 19 Kornilov V.G., Mironov A.V., et al. *Trudy GAISH.* **1991**, 63, 400P (in Russ.).
 20 Andreev A.V., Kurchakov A.V., Rspaev F.K. *Izvestija NAN RK*, **1911**, N.4, 27 (in Russ.).

Резюме

А. В. Курчаков, Ф. К. Рыспаев

(«Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан Республикасы)

2001–2012 ЖЫЛДАР АРАЛЫҒЫНДА ОУ GEM cPNB[e] ЖҰЛДЫЗЫН СПЕКТРЛІК
ЖӘНЕ ФОТОМЕТРЛІК БАҚЫЛАУ

Мақалада Ассы-Түрген жоғары биік таулы обсерваториясында 2001–2012 жылдар аралығында ОУ Gem cPNB[e] жұлдызы үшін алынған спектрфотометрлік және фотометрлік мағлұматтар келтірілді. Спектрде H α , H β және HeI, әрі көпсандық FeII қарқынды сызықтары қатысады. Үзіліссіз спектрге қатысты H α сызығының қарқындылық вариациялары байқалады. Бұл уақытта H α сызығының баламалы ені 700 ÷ 955 Å маңында, жарықтылығы V = 11.^m05 ÷ 11.^m44, түс көрсеткіші (B-V) = 0.^m24 ÷ 0.^m41; (V-R) = 0.^m70 ÷ 1.^m26; (V-I) = 0.^m93 ÷ 1.^m02 болып жұлдыздық шамасы өзгерді. H α сызығында баламалы енінің жұлдыздың (B-V) түс көрсеткішінің және V жарықтылығының анық корреляциялары болады. Біздің көпжылдық бақылау мәліметтердің нәтижесінде H α және H β сызықтарының V/R қатынасы уақыт бойынша азаятындығы анықталады. Бұрынырақта алынған мәліметтермен салыстырмалы талдау жасалды.

Тірек сөздер: cPNB[e] протопланетарлық тұмандықтар, ОУ Gem – жекешеленген объектілері.

Summary

A. V. Andreev, A. V. Kurchakov, F. K. Rspaev

(D TOO «Fesenkov Astrophysical Institute», Almaty, Republic of Kazakhstan)

PHOTOMETRIC AND SPECTRAL OBSERVATIONS OF cPNB[e] ЗВЕЗДЫ ОУ GEM IN 2001–2012

In the paper the spectrophotometric and photometric data, received for cPNB[e] OY Gem star during 2001–2012 years at highmounting Assy-Turgen observatory are given. In spectra the H α , H β , HeI, numerous FeII intensity lines and forbidden [FeII], [NII], [OI], [OII], [OIII], [SII] lines are presented. The variety of H α lines intensity

relatively to continuum is observed. For this time the $H\alpha$ line equivalent width EW is changed in the limits $700 \div 955 \text{ \AA}$, the brightness in range $V = 11.^m05 \div 11.^m44$; $(B-V) = 0.^m24 \div 0.^m41$; $(V-R) = 0.^m70 \div 1.^m26$; $(V-I) = 0.^m93 \div 1.^m02$. On our measurements there are the weak correlation's of $H\alpha$ line equivalent width EW with star's brightness V and colour index $(B-V)$: on the average at the increasing of EW the V is decreased and $(B-V)$ color index is increased. In process of our many years observations it was discovered that the relation V/R of $H\alpha$ and $H\beta$ lines is decreased with time. The compared analysis with earlier received data is made.

Keywords: cPNB[e] protoplanetary nebulae; individual object – OY Gem.

Поступила 2.09.2013г.

УДК 524.33

А. В. АНДРЕЕВ, А. В. КУРЧАКОВ, Ф. К. РСПАЕВ

(ДТОО «Астрофизический институт им. Фесенкова», Алматы, Республика Казахстан)

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЗВЕЗДЫ HD 200775

Аннотация. Приводятся результаты и анализ фотометрических и спектральных наблюдений звезды HD 200775 в 2005-2012 гг. Средние значения фотометрических параметров: $V=7.40$; $B-V=0.41$; $V-R=0.52$; $V-I=0.90$. Каких-либо заметных корреляций между ними не отмечено. В процессе обработки результатов измерений линии $H\alpha$ в 2010-2012 гг. было подтверждено, что период изменения эквивалентных ширин равен $P=1349.9 \pm 6.3$ дня. Максимум эквивалентных ширин достигается с некоторым опозданием относительно моментов, когда звезда находится в периастре. Смена отношений синей V и красной компонент R профиля линии $V/R > 1$ на значение $V/R < 1$ происходит гораздо чаще, чем период изменения блеска $H\alpha$. Определены абсолютные значения потока в линиях $H\alpha$ и $H\beta$ для случаев, когда EW достигало максимума и минимума, и при этом было выявлено, что бальмеровский декремент ($H\alpha/H\beta$) остаётся постоянным и равен $(H\alpha/H\beta) = 8$.

Ключевые слова: Ae/Be звезды Хербига; индивидуальные объекты – HD200775.

Тірек сөздер: Хербигтің Ae/Be жұлдыздары HD200775 жекешеленген – объектілері.

Keywords: Ae/Be Herbig stars; individual object – HD 200775.

Введение. HD200775 (MWC 361) является одной из ярких звёзд типа Ae/Be Хербига. Объект расположен в центре области звездообразования (в отражательной туманности NGC 7023), которая содержит около 15 молодых звёзд типа Т Тельца и ИК источников низкой светимости. Вокруг звезды находится небольшая (около 10") НП область. В видимой области спектра звезды наблюдаются сильные эмиссионные линии водорода серии Бальмера. Линии водорода часто имеют двойной пик и переменную структуру. В спектрах присутствует запрещенная линия кислорода [OI] 6300. Линии HeI наблюдаются в абсорбции, а фотосферный спектр оценивается как B3e. Наиболее полный спектральный анализ по ранее выполненным наблюдениям проведён в работах [1, 2]. Характер изменения контуров линии и их интенсивностей таков, что приходится признать наличие взаимодействия звёздного ветра с внешней оболочкой, которая сама по себе неоднородна. Таким образом, очевидна необходимость продолжительных наблюдений, чтобы объяснить весь механизм взаимодействий.

Наблюдения. Спектральные и фотометрические наблюдения этого объекта были выполнены на метровом телескопе (обсерватория Ассы-Тургень, высота 2700 м) Астрофизического института им. В. Г. Фесенкова в 2005-2012 годах. Для наблюдений был использован спектрограф UAGS, установленный в кассегреновском фокусе однометрового телескопа Цейсса. Приемник излучения – ПЗС-матрица ST8-Ei. Обратная дисперсия спектрографа 0.5 \AA/пиксел . Наблюдения проводились в области линий $H\alpha$ и $H\beta$.

Параллельно со спектроскопией проводилась BVRI фотометрия объекта с помощью фотометра (в качестве приемника излучения ПЗС-матрица ST7).

Результаты фотометрических измерений. Фотометрические наблюдения были выполнены с помощью фильтров фирмы SBIG. Данные BVRI фотометрии объекта трансформированы в стандартную фотометрическую систему Johnson. Результаты приведены в таблице 1.

Таблица 1 – BVRI фотометрия HD200775

Date	JD 2450000+	V	B-V	V-R	V-I
1	2	3	4	5	6
05.09.2005	3619.242	7.40	0.41	0.52	0.92
28.10.2005	3672.194	7.42	0.42	0.52	0.89
29.11.2005	3704.316	7.39	0.42	0.47:	0.60
30.11.2005	3705.330	7.41	0.40	0.53	0.90
23.08.2006	3971.176	7.37	0.42	0.52	0.89
20.09.2006	3999.128	7.39	0.39	0.52	0.90
26.09.2006	4005.106	7.41	0.42	0.53	0.92
10.08.2007	4323.242	7.38	0.44	0.53	0.91
12.08.2007	4325.278	7.39	0.40	0.51	0.91
13.08.2007	4326.258	7.39	0.41	0.51	0.90
09.09.2007	4353.199	7.39	0.42	0.52	0.90
10.09.2007	4354.197	7.40	0.41	0.51	0.89
31.08.2008	4710.228	7.37	0.43	0.52	0.87
02.10.2008	4742.171	7.39	0.40	0.57	0.87
14.08.2009	5058.173	7.40	0.40	0.51	0.89
21.08.2009	5065.216	7.43	0.41	0.55	0.91
23.08.2009	5067.165	7.40	0.42	0.50	0.89
18.09.2009	5093.085	7.40	0.40	0.51	0.86
14.10.2009	5119.117	7.42	0.40	0.52	0.89
15.10.2009	5120.114	7.40	–	0.51	0.86
20.10.2009	5125.107	7.40	0.42	0.51	0.84
21.10.2009	5126.094	7.40	0.40	0.50	0.87
14.11.2009	5150.086	7.44	0.35	0.51	0.90
17.11.2009	5153.076	7.41	0.40	0.53	0.88
20.11.2009	5156.065	7.40	0.35	0.51	0.87
14.07.2010	5392.363	7.38	0.41	0.51	0.86
11.08.2010	5420.282	7.39	0.39	0.51	0.87
06.09.2010	5446.153	7.39	0.40	0.49	0.85
12.10.2010	5482.110	7.39	0.41	0.50	0.87
08.11.2010	5509.068	7.42	0.39	0.48	0.88
03.08.2011	5777.218	7.39	0.40	0.52	0.87
29.08.2011	5803.189	7.38	0.40	0.53	0.87
03.09.2011	5808.190	7.31	0.47	0.48	0.88
27.09.2011	5832.073	7.44	0.40	0.50	0.89
18.06.2012	6097.349	7.38	0.41	0.57	0.88

В столбцах таблицы 1 даны: 1 – дата наблюдений; 2 – юлианская дата; 3 – звездная величина в фотометрической полосе V; 4-6 – значения показателей цвета (B-V), (V-R) и (V-I), соответственно.

Как видно из таблицы 1, значения фотометрических параметров находятся в пределах: $V=7.37-7.44$; $B-V=0.35-0.47$; $V-R=0.48-0.57$; $V-I=0.84-0.93$ со средними значениями: $V=7.40$; $B-V=0.41$; $V-R=0.52$; $V-I=0.90$. Ошибка измерений в среднем составляет ± 0.006 . Каких-либо заметных корреляций между вариациями фотометрических параметров, а также их со спектральными изменениями нами не обнаружено.

Результаты спектральных измерений. Ниже в таблицах 2 и 3 приводятся результаты наблюдений линии H_{α} и H_{β} соответственно.

Как было отмечено выше, водородные линии имеют двойной пик и переменную структуру, т.е. на эмиссионную линию накладывается линия поглощения. Для иллюстрации на рисунке 1 изображен спектр HD200775 за 28 августа 2008 год в области линии H_{α} . На этом же спектре обозначены линии других элементов. Практически все спектры имеют один и тот же набор эмиссионных линий и линий поглощения. Однако для разных дат наблюдений их контуры и интенсивность могут существенно отличаться (см. рисунок 2).

Таблица 2 – Результаты наблюдений HD200775 в линии H α

DATE	JD2400000 +	EW _{Hα}	I _b	I _a	I _r	V _{ba}	V _{ra}	V/R	V _{abs}
05.09.2005	53619,233	72,9	10,24	7,50	7,68	-90	30	1,33	50
28.10.2005	53672,183	66,4	8,61	6,03	7,35	-70	45	1,17	30
29.11.2005	53704,324	66,4	8,10	6,54	7,79	-70	45	1,04	20
30.11.2005	53705,312	62,9	7,53	6,22	7,34	-70	45	1,03	20
18.08.2006	53966,328	59,9	7,55	5,13	6,03	-90	43	1,25	30
26.09.2006	54005,086	58,0	7,24	5,28	5,36	-70	45	1,35	0
10.08.2007	54323,212	60,9	7,25	6,25	6,85	-70	45	1,06	10
12.08.2007	54325,257	61,2	7,35	5,63	6,94	-45	70	1,06	0
13.08.2007	54326,238	64,0	7,70	5,71	7,07	-45	70	1,08	0
09.09.2007	54353,188	62,8	7,56	6,18	7,20	-70	45	1,05	10
10.09.2007	54354,170	61,1	7,45	6,21	7,09	-70	45	1,05	10
28.08.2008	54707,278	114,4	12,18	11,86	14,95	-20	70	0,81	-80
02.10.2008	54742,134	112,9	11,92	12,58	16,07	-45	45	0,74	-50
21.08.2009	55065,201	66,8	8,14	6,98	8,40	-45	45	0,97	-20
23.08.2009	55067,145	67,5	8,36	7,12	8,26	-70	45	1,01	-5
14.10.2009	55119,065	63,5	7,81	7,12	7,22	-45	45	1,08	0
15.10.2009	55120,076	61,1	7,71	6,74	7,16	-45	45	1,07	0
20.10.2009	55125,075	62,7	7,93	7,09	7,32	-45	45	1,08	0
21.10.2009	55126,060	62,6	8,06	7,03	7,30	-70	40	1,10	5
14.11.2009	55150,050	60,7	8,10	6,47	6,83	-90	45	1,18	30
17.11.2009	55153,040	67,9	8,89	7,03	7,76	-70	70	1,16	0
20.11.2009	55156,033	65,2	8,01	6,97	7,36	-70	45	1,08	20
19.12.2009	55185,009	58,6	6,47	5,77	7,01	-45	70	0,96	-10
11.07.2010	55389,193	48,7	6,13	4,44	5,24	-70	90	1,17	-30
14.07.2010	55392,341	57,4	7,03	4,98	6,31	-70	70	1,11	-5
11.08.2010	55420,194	56,7	6,66	4,34	6,57	-70	70	1,01	-15
05.09.2010	55445,113	56,7	6,66	4,34	6,57	-70	70	1,01	-15
11.10.2010	55481,061	60,4	7,65	3,96	7,20	-70	70	1,05	-15
12.10.2010	55482,090	61,9	7,75	4,30	7,43	-45	70	1,04	-30
08.11.2010	55509,056	54,8	6,87	4,12	6,60	-70	70	1,04	-5
02.08.2011	55776,204	64,6	7,91	5,41	7,67	-70	70	1,03	-40
03.08.2011	55777,134	64,9	7,90	5,17	7,81	-45	70	1,01	-40
29.08.2011	55803,148	61,0	7,41	5,05	7,13	-45	70	1,04	-40
03.09.2011	55808,154	60,1	7,74	5,01	6,66	-70	70	1,16	-30
27.09.2011	55832,086	70,8	8,94	6,33	7,81	-70	45	1,14	-5
18.06.2012	56097,284	106,4	12,49	10,36	11,14	-45	70	1,12	-5
22.06.2012	56101,281	107,5	14,02	10,39	12,27	-70	70	1,14	-15
19.07.2012	56129,270	105,3	13,69	11,00	12,12	-70	45	1,13	-40
21.08.2012	56161,111	108,5	14,94	12,03	12,21	-70	45	1,22	-15
23.09.2012	56194,068	104,7	14,87	10,91	11,62	-70	70	1,28	-20
10.10.2012	56211,046	100,6	13,88	10,01	12,08	-45	90	1,15	-20
17.11.2012	56249,018	91,1	12,02	9,39	11,35	-70	70	1,06	-20

В столбцах таблицы 2 даны: 1 – дата наблюдений; 2 – юлианская дата; 3 – эквивалентная ширина в ангстремах; 4-6 – интенсивности синей, абсорбционной и красной компонент профили линии нормированных к непрерывному спектру; 7, 8 – скорости синей и красной компоненты по отношению к абсорбционной линии; 8 – отношение максимальных значений остаточной интенсивности синей и красной компонент; 9 – скорость абсорбционной компоненты.

Таблица 3 – Результаты наблюдений HD200775 в линии H β

DATE	JD2400000	EW _{Hβ}	I _b	I _a	I _r	V _{ba}	V _{ra}	V/R
06.09.2005	53620,268	2,5	0,78	0,01	0,54	-120	60	1,44
28.10.2005	53672,172	2,0	0,52	-0,04	0,48	-120	60	1,08
29.11.2005	53704,333	1,8	0,41	-0,05	0,51	-60	90	0,80
30.11.2005	53705,322	1,8	0,39	-0,15	0,51	-90	90	0,76
23.08.2006	53971,134	1,0	0,29	-0,22	0,39	-90	90	0,74
26.09.2006	54005,095	1,3	0,46	-0,17	0,3	-120	90	1,53
10.08.2007	54323,219	1,6	0,31	0,03	0,46	-120	90	0,67
12.08.2007	54325,267	1,7	0,42	0,01	0,45	-90	60	0,93
13.08.2007	54326,248	2,1	0,52	-0,04	0,51	-90	60	1,01
09.09.2007	54353,179	3,3	0,39	-0,05	0,44	-80	60	0,88
10.09.2007	54354,175	1,3	0,34	-0,04	0,35	-60	90	0,97
28.08.2008	54707,278	5,8	1,06	0,07	1,21	-60	40	0,87
02.10.2008	54742,134	5,8	1,01	0,98	1,19	-90	120	0,84
21.08.2009	55065,201	2,6	0,57	0,21	0,52	-60	90	1,09
23.08.2009	55067,149	2,7	0,62	0,16	0,52	-90	90	1,19
14.10.2009	55119,068	1,5	0,36	0,1	0,42	-90	90	0,85
15.10.2009	55120,081	1,4	0,31	0,09	0,41	-90	120	0,75
20.10.2009	55125,077	1,9	0,49	0,09	0,38	-90	90	1,29
21.10.2009	55126,065	2,2	0,54	0,08	0,54	-60	90	1,00
14.11.2009	55150,056	1,6	0,45	-0,05	0,42	-90	90	1,07
17.11.2009	55153,046	2,4	0,54	0,18	0,54	-90	60	1,00
20.11.2009	55156,037	2,7	0,51	0,34	0,51	-60	120	1,00
19.12.2009	55185,012	1,5	0,27	-0,02	0,40	-120	90	0,67
14.07.2010	55392.310	1,5	0,46	-0,18	0,41	-90	90	1,12
11.08.2010	55420.223	2,1	0,50	-0,10	0,53	-60	90	0,94
11.10.2010	55481.074	2,3	0,57	-0,03	0,58	-120	60	0,98
12.10.2010	55482.081	2,6	0,59	-0,06	0,65	-120	90	0,90
10.11.2010	55511.043	1,4	0,34	-0,12	0,42	-60	90	0,80
02.08.2011	55776.255	2,6	0,61	0,08	0,5	-90	90	1,22
03.08.2011	55777.187	2,4	0,53	-0,05	0,54	-120	90	0,98
29.08.2011	55803.158	1,7	0,37	-0,05	0,51	-120	120	0,72
03.09.2011	55808.163	1,6	0,51	-0,22	0,33	-120	90	1,54
27.09.2011	55832.095	2,5	0,65	-0,02	0,57	-90	90	1,14
18.06.2012	56097.313	5,5	1,00	0,65	0,96	-90	90	1,04
19.07.2012	56129.254	5,1	1,14	0,54	1,05	-60	120	1,08
21.08.2012	56161.119	5,4	1,32	0,45	1,02	-90	90	1,29
23.09.2012	56194.076	4,9	1,24	0,23	0,98	-90	90	1,26
10.10.2012	56211.056	4,1	0,97	0,09	0,98	-90	90	0,98
17.11.2012	56249.027	3,3	0,85	0,09	0,85	-90	60	0,99

В столбцах таблиц 3.1 и 3.2 даны: 1 – дата наблюдений; 2 – юлианская дата; 3 – эквивалентная ширина в ангстремах; 4-6 – интенсивности синей, абсорбционной и красной компонент профили линии нормированных к непрерывному спектру; 7, 8 – скорости синей и красной компоненты по отношению к абсорбционной линии; 8 – отношение максимальных значений остаточной интенсивности синей и красной компонент.

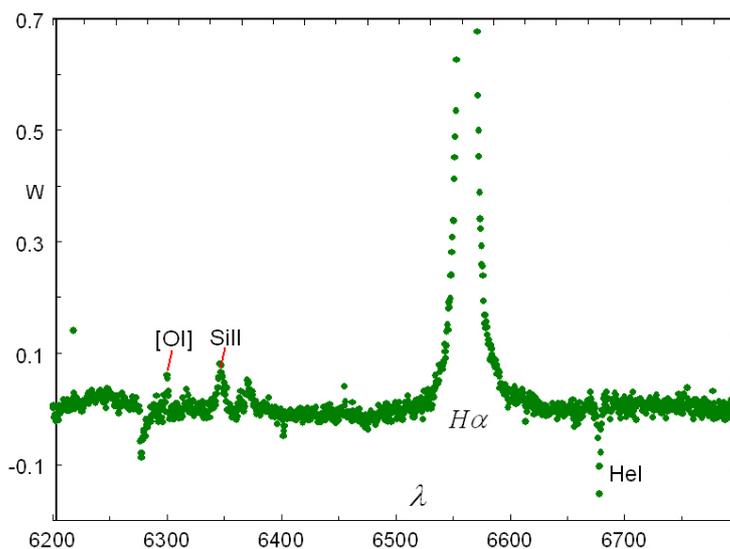


Рисунок 1 – Красная область спектра HD200775

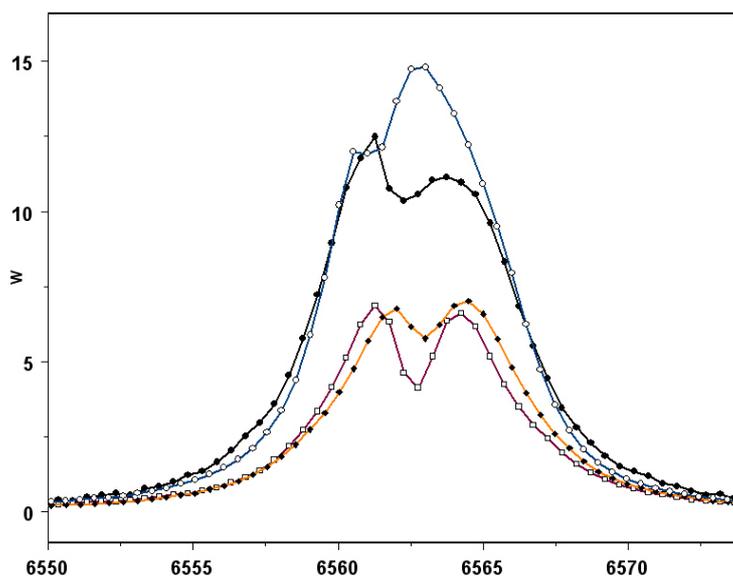


Рисунок 2 – Профили линии Hα для разных дат

Положение максимальной интенсивности эмиссии H_{α} соответствует гелиоцентрической длине волны $\lambda_0=6562.85$. Абсорбционная компонента может быть смещена как в синюю, так и в красную область спектра. Результаты наблюдений, выполненных в АФИФ, и наблюдения других авторов [1, 2] показывают, что эквивалентная ширина линии H_{α} меняется со временем.

Как показано в работе [8], имеется периодический характер изменения значений эквивалентной ширины. И более того, имеется тенденция к росту эквивалентной ширины со временем. Сравнивая максимумы EW для разных эпох, было получено соотношение:

$$EW(t) = EW_0(t_0) + 0.0051 \cdot (t - t_0), \quad (1)$$

где $t=JD-t_0$, $t_0=2449575.83$

Исправленные за тренд эквивалентные ширины EW (приведённые к эпохе t_0) изображены на рисунке 3.

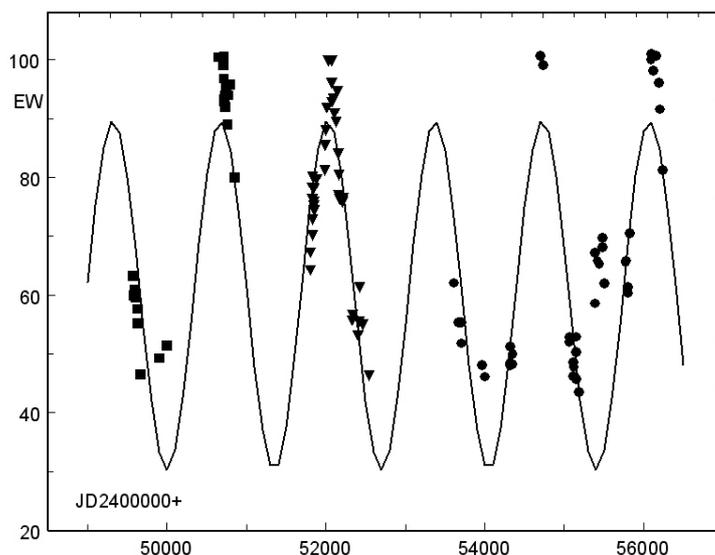


Рисунок 3 – Исправленные за тренд эквивалентные ширины EW

В качестве функциональной модели $EW(t)$ для получения периода был выбран первый член разложения в ряд Фурье:

$$EW(t) = a + b \cdot \cos\left(\frac{2\pi \cdot t}{p} + f\right), \quad (2)$$

где $t = \text{JD} - 2400000$, p – период, f – фаза.

Для поиска параметров a , b , p , f был использован математический пакет программ AXUM 5.0. Наиболее вероятными значениями оказались – $a = 59.9 \pm 1.1$ (Å), $b = 29.6 \pm 4.5$ (Å), $p = 1349.9 \pm 6.3$ (дней), $f = 3.0 \pm 1.1$ (радиан).

Результаты аппроксимации наблюдаемых данных формулой (2) при полученных параметрах представлены на рисунке 3 в виде сплошной линии. Причины такого изменения эквивалентных ширин нам неизвестны. Но можно сделать некоторые предположения. Интерферометрические исследования показали, что HD200775 – тесная двойная звезда с суммарной массой $M_1 + M_2 = 10.4 M_\odot$ [4], при этом $M_2 = 3.3$ [1]. Орбита двойной системы очень вытянута. В периастре расстояние между объектами менее 4 а.е. В моменты таких сближений происходит сильное взаимодействие между звёздами, способное внести сильную пертурбацию в околозвёздной оболочке и существенно увеличить яркость в линии H_α . По разным данным периоды обращения колеблются $P = 1341 \pm 41$ [2] и $P = 1412 \pm 54$ [3], $P = 1377 \pm 25$ [4], что очень хорошо совпадает с полученным нами периодом изменения величины EW. Один из моментов сближения звёзд в периастре $T_0(\text{JD}) = 2449150 \pm 88$. Учитывая значения периода, мы можем найти моменты сближения звёзд $T(\text{JD}) = T_0(\text{JD}) + kP$, где $k = 1, 2, 3, \dots$

Таблица 4 – Даты максимальных значений EW и моментов прохождения звезды через периастр

	$T(\text{JD})$	$T_0(\text{JD}) + 1P$	$T_0(\text{JD}) + 2P$	$T_0(\text{JD}) + 3P$	$T_0(\text{JD}) + 4P$
1	2	3	4	5	6
$P = 1341$	2449150	2450491	2451832	2453173	2454514
$P = 1377$	2449150	2450527	2451904	2453281	2454638
EW_{\max}	---	2450714	2452070	---	2454742

В таблице 4 в колонке 1 указаны значения минимального и максимального возможных периодов обращения двойной звезды, а в колонках 2-6 моменты прохождения звезды через периастр, для EW_{\max} моменты достижения максимума. Как видно из таблицы 4, в моменты сближения звёзд эквивалентная ширина EW достигает максимума с некоторым опозданием. Последнее можно объяснить процессами, происходящими в газовой оболочке.

Однако не всё так однозначно. Изменения отношений синей компоненты профиля к красной (V/R) в других объектах часто объясняют двойственностью звездных систем, но для HD 200775 этот механизм не проходит. Наши наблюдения показывают, что смена отношения $V/R > 1$ на значение $V/R < 1$ происходит гораздо чаще, чем период изменения блеска H_α . У нас, к сожалению, не хватает данных, чтобы установить, имеется ли периодичность изменения V/R . По крайней мере, остаётся неясным, как связать эти изменения с двойственностью звезды.

Кроме того, были определены абсолютные значения потоков в линиях H_α и H_β для случаев, когда EW достигало максимума и минимума. В качестве спектрофотометрического стандарта использовалась звезда λ Cyg Sp (B5). При этом обнаружено, что бальмеровский декремент (H_α/H_β) остаётся практически постоянным и равен $(H_\alpha/H_\beta)=8$. Результаты измерений абсолютных потоков в линиях H_α и H_β , исправленные за межзвездную экстинкцию для значений параметра $R_v=3.1$ (в строчках 3,5,7,9) и $R_v=5.0$ (в строчках 4,6,8,10), приведены в таблице 5.

Таблица 5

Дата набл.	EW_α	H_α 10^{-10} эрг/см ² *с	EW_β	H_β 10^{-13} эрг/см ² *с	$Sp(\alpha)$ эрг/см ² *с*А	$Sp(\beta)$ эрг/см ² *с*А	$EW(OI)$	V	R	H_α/H_β
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
28.08.08	114.4	15.1	5.9	—	132.5	—	0.10	7.37	6.85	—
		37.8		—	339	—				—
02.10.08	112.9	14.0	5.8	1896.9	124.4	326.5	0.15	7.39	6.82	7
		35.9		5190	318	893.2				7
21.08.09	66.8	8.6	2.6	907.9	128.2	347.2	0.11	7.43	6.88	9
		22.1		2484	328	950				8
23.08.09	67.6	8.7	2.7	931.3	129.1	343.6	0.17	7.40	6.90	9
		22.3		2548	330	940				8

В колонках таблицы 5 даны: 1 – дата наблюдения объекта, 2 – эквивалентная ширина H_α , 3 – абсолютный поток в H_α , 4 – эквивалентная ширина H_β , 5 – абсолютный поток H_β , 6, 7 – абсолютный поток непрерывного спектра в районе линий H_α и H_β , 8 – эквивалентная ширина линии (OI 6300Å), 9, 10, – звёздные величины в фотометрических полосах V и R, 11 – бальмеровский декремент (отношение потоков H_α/H_β).

Результаты измерений эквивалентных ширин запрещенной линии [OI] 6300 Å хорошо согласуются с результатами наблюдений других авторов (0.12 - [5]; 0.14 - [6]; 0.10 - [7]) и, по-видимому, не подвержены значительным изменениям на протяжении многих лет.

Заключение. В результате проведенных исследований были определены следующие параметры и характеристики объекта HD 200775:

- значения фотометрических параметров находятся в пределах: $V=7.37 - 7.44$; $B-V=0.35 - 0.47$; $V-R=0.48 - 0.57$; $V-I=0.84 - 0.93$ со средними значениями: $V=7.40$; $B-V=0.41$; $V-R=0.52$; $V-I=0.90$. Каких-либо заметных корреляций между вариациями фотометрических параметров, а также их со спектральными изменениями нами не обнаружено.

- по результатам наблюдений 2010-2012 гг. подтвержден период изменения эквивалентных ширин, равный $P=1349.9 \pm 6.3$ дня.

- выявлено, что эквивалентная ширина EW достигает максимума с некоторым опозданием относительно моментов прохождения звезды через периастр (минимальное расстояние между звёздами около 4 а. е).

- обнаружено, что смена отношений синей компоненты профиля к красной $V/R > 1$ на значение $V/R < 1$ происходит гораздо чаще, чем период изменения блеска H_α . Из-за недостаточного количества наблюдений не удалось обнаружить, является ли это событие периодическим. Однако оно происходит чаще, чем прохождение звезды через периастр. Для выяснения причины этого явления требуются дальнейшие исследования.

- определены абсолютные значения потока для линий H_α и H_β для случаев, когда EW достигало максимума и минимума, и обнаружено что Бальмеровский декремент (H_α/H_β) остаётся постоянным и равен $(H_\alpha/H_\beta)=8$. Такое постоянство, возможно, связано с постоянными физическими условиями

$n_e \text{ см}^{-3}$ и $T_e \text{ K}$, а возрастание эквивалентной ширины в момент прохождения звезды через периастр можно объяснить дополнительным поступлением вещества в оболочку через приливные взаимодействия между звёздами.

Работа выполнена в рамках республиканской программы 002 «Прикладные исследования в области космической деятельности».

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Pogodin M.A. et al. A new phase of activity of Herbig Be star HD 200775 in 2001: Evidence for binarity // *A&A.* – 2004. – Vol. 417. – P. 715.
- 2 Miroshnichenko A.S. et al. High State of H α Emission Activity of the Herbig Be Star HD 200775 // *PASP.* – 1998. – Vol. 110. – P. 883.
- 3 Alecian E. et al. Characterization of magnetic field of the Herbig Be star HD 200775 // *MNRAS.* – 2008. – Vol. 385. – P. 391-403.
- 4 Monnier J.D., et al. Few Skewed Disks Found in First Closure-Phase Survey of Herbig Ae/Be Stars // *Ap. J.* – 2006. – Vol. 647. – P. 444.
- 5 B hm T.& Catala C. Forbidden lines in: the [OI] (1F) 6300.31 Å and 6363.79 Å lines. I. Observations and qualitative analysis // *A&A.* – 1994. – Vol. 290. – P. 167-175.
- 6 Corcoran M. & Ray T.P. Forbidden emission lines in Herbig Ae/Be stars // *A&A.* – 1997. – Vol. 321. – P. 189-201.
- 7 Hernandez J., et al. Spectral analysis and classification of Herbig Ae/Be stars // *A.J.* – 2004. – Vol. 127. – P.1 682-1701.
- 8 Андреев А.В., Курчаков А.В., Рспаев Ф.К. HD 200775: Результаты и анализ спектральных измерений линии H α // *Известия НАН РК.* – 1911. – N.4. – С. 27-36.

REFERENCES

- 1 Pogodin M.A. et al. *A&A.* **2004.** 417, 715.
- 2 Miroshnichenko A.S. et al. *PASP.* **1998.** 110, 883.
- 3 Alecian E. et al. *MNRAS.* **2008.** 385, 391.
- 4 Monnier J.D., et al. *Ap.J.* **2006.** 647, 444.
- 5 B hm T.& Catala C. *A&A.* **1994.** 290, 167.
- 6 Corcoran M. & Ray T.P. *A&A.* **1997.** 321, 189.
- 7 Hernandez J., et al. *A.J.* **2004.** 127, 1682.
- 8 Andreev A.V., Kurchakov A.V., Rspaev F.K. *Izvestija NAN RK,* **1911,** N.4, 27(in Russ.).

Резюме

А. В. Андреев, А. В. Курчаков, Ф. К. Рыспаев

(«Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан Республикасы)

HD 200775 ЖҰЛДЫЗЫНЫҢ ФОТОМЕТРЛІК ЖӘНЕ СПЕКТРЛІК ЗЕРТТЕУЛЕРІ

Мақалада 2005–2012 жылдар аралығында HD 200775 жұлдызының фотометрлік және спектрлік бақылауларының талдауы және нәтижелері берілген. Фотометрлік параметрлердің орташа мәндері: $V=7.40$; $B-V=0.41$; $V-R=0.52$; $V-I=0.90$. Олардың арасында байқалатын қандай да бір корреляция белгіленбеген. 2010–2012 жылдардағы H α сызығын өлшеу нәтижелерін өңдеу процестері кезінде, баламалы енінің өзгеру периоды $P=1349.9 \pm 6.3$ күнге теңдігі дәлелденді. Жұлдыз периастрда болған кезде, моментке қатысты бірнеше рет кешігумен баламалы енінің максимумына жетеді. Көк V және қызыл R компоненттердің қатынасы $V/R > 1$ сызықтарының профилі $V/R < 1$ мәніне ауысуы, H α жарқырауының өзгеру периодына қарағанда жиі болып тұрады. EW максимумға және минимумға жеткен жағдайлар үшін H α және H β сызықтарының абсолютті ағынының мәні анықталды, сонымен бірге бальмер декременті (H α /H β) тұрақты болып қалады және ол (H α /H β) = 8 тең.

Тірек сөздер: Хербигтің Ae/Be жұлдыздары; HD200775 – жекешеленген объектілері.

Summary

A. V. Andreev, A. V. Kurchakov, F. K. Rspaev

(DТОО «Fesenkov Astrophysical Institute», Almaty, Republic of Kazakhstan)

PHOTOMETRIC AND SPECTRAL INVESTIGATION OF HD 200775

In paper the results and analysis of photometric and spectral observations of star HD 200775 are given, which were carried out in 2005-2012. The average values of photometric parameters are: $V=7.40$; $B-V=0.41$; $V-R=0.52$; $V-I=0.90$. Any detectable correlations between them were not marked. In process of result measurements

treatment of H_α line in 2010-2012 it was confirmed that the period of equivalent width variations is equal to $P=1349.9\pm 6.3$ days. The maximum of equivalent widths is achieved with some delay relatively to the moments, when the star is in periastron. The replacement of ratios of blue component V and red one R of line profile $V/R > 1$ on value $V/R < 1$ occurs much often than the period variation of H_α brightness. Moreover it was derived the absolute flux values for H_α and H_β lines in cases when EW reached maximum and minimum, and for that it was derived that the Balmer decrement (H_α/H_β) remains constant and was equal to $(H_\alpha/H_\beta)=8$.

Keywords: Ae/Be Herbig stars; individual object – HD 200775.

Поступила 2.09.2013г.

УДК 524.3

Л. Н. КОНДРАТЬЕВА, Ф. К. РСПАЕВ

(ДТОО «Астрофизический институт им. Фесенкова», Алматы, Республика Казахстан)

СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ОБЪЕКТА AX Per

Аннотация

Цель работы: Исследовать спектральные и фотометрические характеристики объекта AX Per в современной стадии.

Методы исследования: Выполнялись спектральные и фотометрические наблюдения объекта

Результаты работы: Получены фотометрические и спектральные данные о поведении объекта AX Per в 2009–2013.

Область применения: Полученные данные могут быть использованы для создания и уточнения модели исследуемого объекта.

Выводы: «Спокойная» стадия AX Per, начавшаяся в 2011 г., была прервана резким повышением блеска, зарегистрированным в июле – ноябре 2012 г. Оно сопровождалось усилением потоков излучения и изменениями профилей эмиссионных линий. Широкие крылья в профилях линий H_α и H_β создаются высокоскоростным ветром горячей звезды, а появившаяся абсорбция свидетельствует о формировании околос звездного диска, состоящего из нейтрального газа.

Ключевые слова: переменные звезды; симбиотические звезды; индивидуальные объекты – AX Per.

Тірек сөздер: айнымалы жұлдыздар; симбиотикалық жұлдыздар; AX Per – жекшеленген объектілері.

Keywords: variable stars; symbiotic stars; individual objects: AX Per.

1. Введение. Симбиотический объект AX Per представляет собой двойную звездную систему, состоящую из красного гиганта спектрального M4.5 ($T_{\text{eff}} = 3400 \pm 150\text{K}$) и белого карлика. Отношение масс компонент $M_g/M_h = 2.4$ [1]. При наклоне орбиты $i=90^\circ$ радиус гиганта составляет $R_g=102\pm 3R_\odot$ [2, 3]. Большую часть времени объект пребывает в «спокойной» фазе. Горячая звезда поставляет одно и то же количество энергии при постоянной температуре ($T_{\text{eff}} \sim 10^5\text{K}$) [4]. Высокая светимость горячей компоненты объясняется ядерными процессами горения водорода на ее поверхности. Наблюдаемая эмиссия туманности соответствует простой ионизационной модели. Периодические изменения блеска связаны с затмениями горячей звезды и с неоднородной структурой самой туманности. При увеличении скорости аккреции нарушается равновесие и наступает активная фаза. В этом случае зона сгорания водорода расширяется (образуется псевдо фотосфера типа A – F), температура излучения понижается, происходит сдвиг максимума в распределении энергии непрерывного спектра в длинноволновую область, и, соответственно, повышается блеск объекта в оптическом диапазоне. «Исторические» кривые блеска и результаты современных фотометрических наблюдений данного объекта представлены в работах [1, 5-10]. Мощные вспышки AX Per были зарегистрированы в 1888, 1925, 1950, 1978 и 1988-1992 гг. С наступлением активной фазы температура ионизирующего источника повышается (до $\sim 160\ 000\ \text{K}$) [11], расширяются границы зоны ионизации водорода, возрастают потоки излучения эмиссионных линий.

Доказано, что при усилении звездного ветра горячей звезды вещество сжимается к экватору из-за быстрого вращения звезды, в результате, в экваториальной плоскости образуется диск, состоящий из нейтрального газа [12]. Присутствие диска на луче зрения наблюдателя проявляется в профилях линий НП в виде абсорбционных компонент. В процессе активной стадии 1988 г. блеск объекта в В полосе увеличился на 3^m . Переход к спокойной фазе произошел в 1995 г., когда кривая блеска приняла прежний вид на низком уровне яркости. Однако вскоре, в марте 2009 и ноябре 2010, было зарегистрировано резкое повышение блеска объекта (на 1^m - 0.7^m в полосе В) [9, 13], свидетельствующие о наступлении новой активной стадии. Результаты спектральных и фотометрических наблюдений объекта в этот период приведены в работах [8, 11]. Учитывая тот факт, что аналогичные кратковременные повышения блеска имели место за год до мощной вспышки 1988–1995 гг., автор – Мунари предположил, что активная стадия (2007–2010 гг.) является предвестником новой мощной вспышки.

2. Наблюдения и обработка результатов. Для наблюдений использовались два телескопа Астрофизического Института им. Фесенкова: 1-метровый рефлектор фирмы Карл-Цейс Йена, установленный на высокогорной станции Ассы-Тургень ($H=2.8$ км), и 70-см телескоп АЗТ-8 (Обсерватория вблизи Алматы, $H=1.3$ км).

При фотометрических наблюдениях в касегреновском фокусе 1-метрового телескопа приемником излучения служила ПЗС матрица ST-7 (765x510,9 мк) с полем зрения $4' \times 3'$. На телескопе АЗТ-8 использовалась специальная оптическая система спектрографа, которая проектирует область неба с размерами $9' \times 9'$ на матрицу ST-8 (1530x1020,9 мк), минуя диспергирующий узел. Наборы VVR фильтров создавали полосы пропускания, соответствующие стандартной фотометрической системе Джонсона-Моргана. Коэффициенты трансформации в стандартную фотометрическую систему определялись по наблюдениям ~ 60 стандартных звезд (от 6 до 10 зв.вел), преимущественно из Каталога Корнилова и др, 1991. Для каждого объекта подбирались стандарты аналогичного спектрального класса. Проводилась коррекция получаемых изображений с учетом «плоского поля», темнового фона и атмосферной экстинкции. Для измерения звездных изображений использовался стандартный пакет Maxim DL5 (www.cyanogen.com).

Для спектральных наблюдений использовались два щелевых спектрографа, оборудованные ПЗС камерами ST-8. Первый – УАГС установлен в касегреновском фокусе 1-метрового телескопа. Рабочая ширина входной щели составляла 0.2мм или $3''$ в проекции на небо. Для получения интегрального потока излучения объектов щель расширялась до 0.7мм. Спектрограммы с дисперсией 0.5Å/пиксель охватывают $\sim 800\text{Å}$. Наблюдения проводились в двух спектральных диапазонах: $\lambda\lambda=4300-5060\text{Å}$ и $\lambda\lambda = 6100-6840\text{Å}$. Второй спектрограф установлен в касегреновском фокусе телескопа АЗТ-8. Рабочая ширина входной щели соответствовала $3''.2$. Широкая щель ($10''$) использовалась для абсолютной калибровки потоков. Большинство спектрограмм получено с дисперсией 0.75 Å/пиксель. Они покрывают $\sim 1200\text{Å}$, полный доступный спектральный диапазон составляет $\sim 4500\text{Å}$ (от 4000 до 8500 Å).

Процедура обработки спектрограмм состоит из стандартных операций: вычитание темнового тока, учета влияния атмосферной экстинкции и спектральной чувствительности аппаратуры. Одновременно с исследуемыми объектами выполнялись наблюдения стандартных звезд с известным распределением энергии в спектре. Они использовались для определения и учета спектральной чувствительности аппаратуры и для абсолютной калибровки потоков излучения.

3. Обсуждение результатов. В АФИФ фотометрические измерения объекта проводились в 2009–2013 гг. Полученные оценки $B V R$ величин приведены в таблице 1. Фазы, указанные в таблице, вычислены по эфемеридам $JD(\min) = 2447551.26 + E * 680.83$ [8]. Наши данные охватывают вторую половину активной стадии объекта (2007–2010) и последующую, как ожидалось «спокойную» фазу. Однако в июле 2012 г. было зарегистрировано новое повышение блеска AX Per [14]. Судя по нашим данным, оно продолжалось до октября – ноября 2012 г.

На рисунках 1 и 2 приведены фотометрические данные об объекте за период 2009-2013 гг. Во-первых, следует отметить хорошее согласие наших результатов за 2009-2011 гг. с данными других авторов. Что касается последней вспышки, наблюдаемой в 2012 г., можно заметить, что по своей длительности (~ 200 дней) она аналогична вспышке 2007-2010 гг. Максимальные B и V величины, зарегистрированные в конце 2012 г., сравнимы и даже несколько выше значений, полученных в максимальной фазе 2007–2010 гг., но ниже максимальных значений блеска ($V \sim 9.3^m$), измеренных в 1990 г.

Таблица 1 – В V R величины для объекта AX Per

Дата	JD -2400000	Фаза	B	V	R
1	2	3	4	5	6
23.10.2009	55148.257	0.129	12.112	11.396	9.565
12.11.2009	55152.181	0.158	11.997	11.267	9.378
16.11.2009	55482.234	0.164	11.867	11.420	9.367
12.10.2010	55482.234	0.649	12.69	11.815	12.69
08.11.2010	55509.158	0.689	12.525	11.549	9.632
23.12.2011	55919.148	0.291	12.717	11.500	9.510
10.10.2012	56211.264	0.720	11.039	10.232	9.961
20.11.2012	56252.149	0.780	11.176	10.439	9.071
04.12.2012	56266.126	0.800	11.523	10.568	8.900
09.01.2013	56302.045	0.870	12.084	11.009	9.140
11.02.2013	56335.051	0.902	12.348	11.085	9.255

В столбцах таблицы приведены: 1,2 – Дата и юлианская дата наблюдений, 3 – фотометрическая фаза, 4-6 – звездные величины В V R.

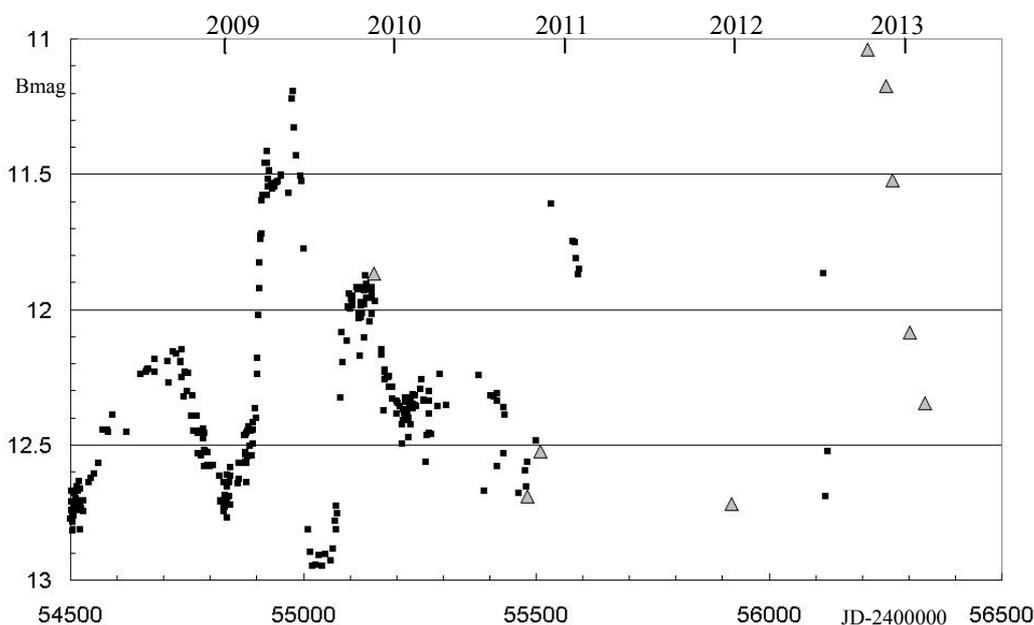


Рисунок 1 – В-величины объекта AX Per. Данные из работ [6, 14] обозначены кружками, наши результаты – треугольниками

Многолетние исследования показали, что спектр AX Per изменяется в зависимости от орбитального положения горячей компоненты. В частности, в минимуме блеска, когда горячая звезда и расположенная около нее зона He^{++} экранируются звездой-гигантом, излучение в линиях HeII ослабляется, а иногда и вообще исчезает. Зона ионизованного кислорода O^{++} , по всей вероятности расположена на большем расстоянии от звезды, ($\sim 50R_o$) выше (или ниже) орбитальной плоскости, поэтому она лишь частично «участвует» в затмениях [8].

При наступлении активной фазы происходит изменение (перестройка) окружающей туманности: с увеличением количества ионизирующих квантов от горячей звезды, увеличиваются размеры ионизованной зоны, возрастают потоки излучения в линиях HII, HeII, [OIII].

Результаты спектральных наблюдений, выполненных в АФИФ, приведены в таблицах 2 и 3. В 2009-2011 гг. потоки излучения в линиях HII, HeII и [OIII] соответствовали средним значениям, регистрируемым в спектре AX Per вне вспышек: $F(H\beta)=4.5 \cdot 10^{-12}$, $F(4686)=2.1 \cdot 10^{-12}$, $F(5007) = 5.8 \cdot 10^{-13}$ зрг/см²сек [1]. В июле 2012, наряду с повышением блеска объекта, увеличились потоки излучения в линиях: $F(H\beta)=1.1 \cdot 10^{-11}$, $F(4686)=3.2 \cdot 10^{-12}$, $F(5007) = 3.4 \cdot 10^{-12}$ зрг/см²сек [14]. К началу наших наблюдений, в октябре 2012, излучение эмиссионных линий несколько ослабело и в ноябре – декабре продолжало уменьшаться. Можно предположить, что максимум вспышки имел место между 18.07.2012 и 10.10.2012.

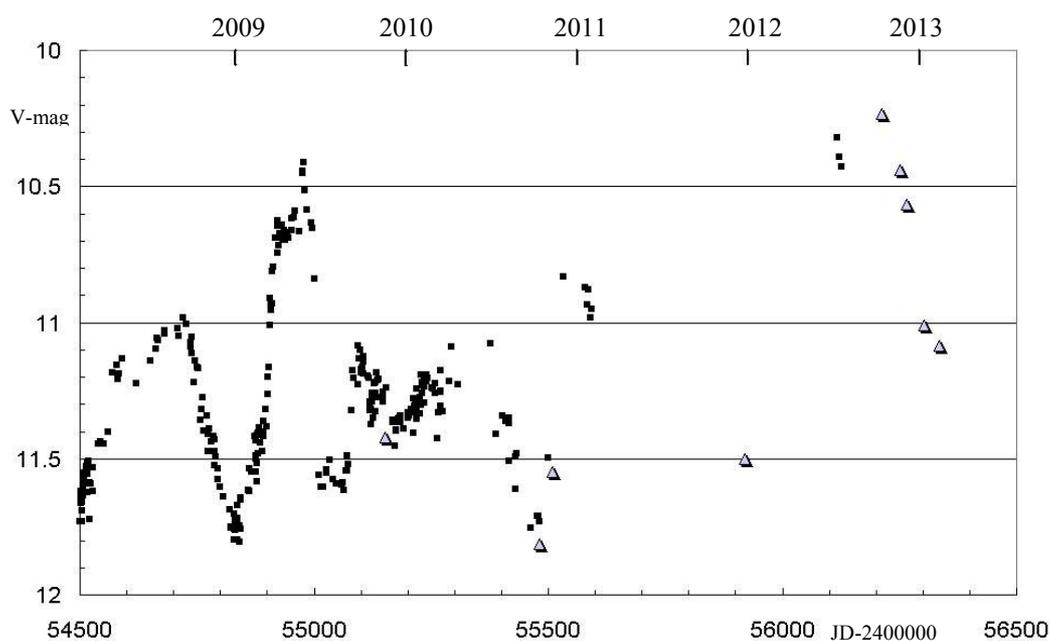


Рисунок 2 – V-величины объекта AX Per. Данные из работ [6,14] обозначены кружками, наши результаты – треугольниками

Таблица 2 – Поток излучения в эмиссионных линиях в спектре AX Per

	Дата	23.10.2009		16.11.2009		08.11.2010		26.09.2011	
	Фаза	0.129		0.164		0.689		0.162	
	Fabs	Fabs эрг/см ² сек	EW Å	Fabs эрг/см ² сек		Fabs эрг/см ² сек	EW Å	Fabs эрг/см ² сек	EW Å
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
4340.33	H γ	1.97E-12	29.35	1.85E-12	29.65			7.80E-13	7.28
4363.21	[OIII]	1.41E-12	21.11	1.05E-12	14.88	2.63E-13	10.43	1.20E-13	10.55
4387.93	HeI	3.55E-13	5.27						
4471.48	HeI	3.93E-13	5.81	3.13E-13	4.30	8.66E-14	4.38	2.33E-13	18.17
4634.16	NIII	2.54E-13	3.32	2.28E-12	31.4	6.75E-13	40.2		
4640.64	NIII	5.70E-13	7.38						
4647.40	CIII	4.80E-13	6.18						
4685.68	HeII	2.54E-12	34.66	4.20E-12	59.5	1.33E-12	89.64	2.34E-12	57.05
4713.14	HeI	2.03E-13	1.29	2.49E-13	3.455	6.90E-14	4.65		
4861.33	H β	4.60E-12	59.44	5.22E-12	78.01	3.09E-12	138.3	2.24E-12	46.18
4921.98	HeI	7.41E-13	9.57	9.01E-13	13.32	2.84E-13	11.06	4.07E-13	11.23
4958.91	[OIII]	6.67E-13	9.31	4.57E-13	6.99	9.12E-14	3.37	2.57E-13	7.10
5006.84	[OIII]	2.15E-12	29.66	1.65E-12	23.66	3.76E-13	13.36	1.03E-12	28.52
5015.68	HeI			3.99E-13	5.57			4.82E-14	1.45
6562.82	H α	3.36E-11	250.5	3.63E-11	274.1	4.82E-11	269.7	1.76E-11	178.0
6678.15	HeI	1.39E-12	12.35	1.75E-12	15.93	1.71E-12	12.42	4.03E-12	6.80

В столбцах таблицы приведены: 1,2 – длина волны линии в ангстремах и соответствующий ион, 3, 5, 7, 9 – поток излучения в энергетических единицах, 4, 6, 8, 10 – эквивалентная ширина в ангстремах.

Таблица 3 – Поток излучения в эмиссионных линиях в спектре AX Per

	Дата	23.12.2011		10.10.2012		17.11.2012		11.02.2013	
	Фаза	0.291		0.720		0.775		0.902	
	Fabs	Fabs эрг/см ² сек	EW Å						
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
4363.21	[OIII]			9.37E-13	3.24	7.41E-13	9.42	5.86E-13	38.31
4387.93	HeI			4.78E-13	1.65				
4471.48	HeI			6.93E-13	2.54	8.18E-13	2.61	1.28E-13	4.98
4634.16	NIII			2.01E-13	0.76	8.12E-14	0.28	6.64E-14	1.61
4640.64	NIII	2.9E-13	2.99	7.19E-13	2.71	5.59E-13	1.94	9.42E-14	2.29
4647.40	CIII			7.12E-13	2.69	4.65E-13	1.61	2.58E-14	0.64
4685.68	HeII	1.46E-12	49.38	2.23E-12	8.49	1.40E-12	4.85	1.22E-12	27.96
4713.14	HeI	6.77E-14	2.26	2.87E-13	1.09	2.56E-13	3.12	5.61E-14	1.29
4861.33	Hβ	3.27E-12	95.05	1.02E-11	40.97	9.73E-12	38.27	2.30E-12	48.78
4921.98	HeI	1.56E-13	3.78	8.04E-13	2.52	8.44E-13	3.38	4.30E-13	8.93
4958.91	[OIII]	8.33E-14	1.65	7.04E-13	2.84	5.32E-13	2.16	2.66E-13	5.52
5006.84	[OIII]	3.14E-13	6.55	2.45E-12	9.42	2.18E-12	8.11	9.92E-13	19.64
5015.68	HeI			8.83E-13	3.40	6.79E-13	2.53	5.86E-13	38.31
6562.82	Hα	3.15E-11	194.3	6.47E-11	167.8	6.86E-11	167.9	1.92E-11	188.8
6678.15	HeI	8.38E-13	6.81	1.63E-12	5.12	2.30E-12	6.84	5.28E-13	5.6

В столбцах таблицы приведены: 1,2 – длина волны линии в ангстремах и соответствующий ион, 3, 5, 7, 9 – поток излучения в энергетических единицах, 4, 6, 8, 10 – эквивалентная ширина в ангстремах.

По данным Munari [14], в начале вспышки линии Hβ и Hα имели одиночные профили, однако в октябре их форма изменилась за счет появления абсорбционной компоненты, смещенной в коротковолновую область длин волн. Предполагается, что подобные линии поглощения формируются в плотном диске нейтрального газа, который образуется при усилении звездного ветра горячей звезды в активной стадии [15, 16]. Из-за быстрого вращения звезды вещество сжимается к экватору, создавая поглощение на луче зрения [11]. На рисунке 3 приведены профили эмиссионных линий Hβ и Hα, полученные 10.10.2012 г. Полуширина (FWHM) линий Hα и Hβ составляет ~130 км/сек, крылья простираются на 500-600 км/сек. Они могут формироваться в высокоскоростном ветре горячей звезды [17].

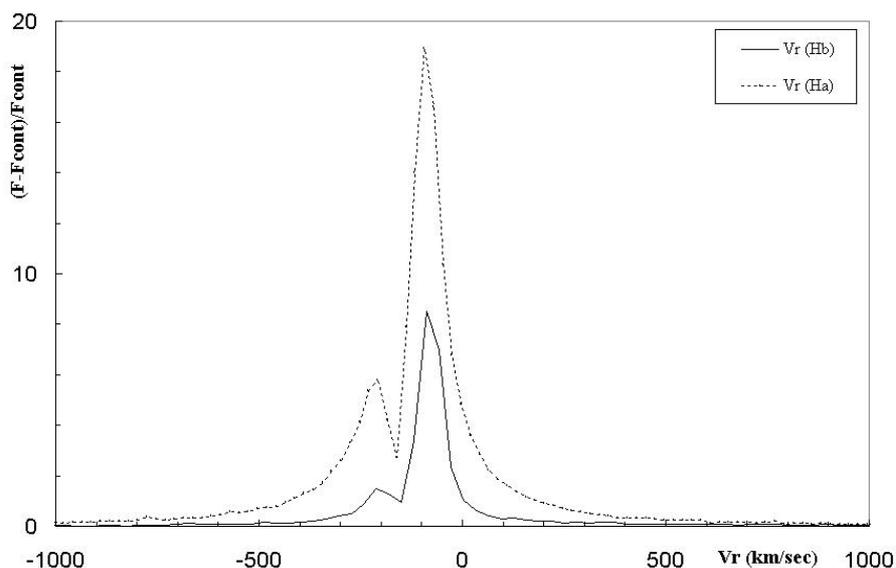


Рисунок 3. Профили линий Hβ и Hα в спектре AX Per (10.10.2012 г).

4. Заключение. Наблюдательные данные, полученные в конце 2012 г.: повышение блеска ($\sim 1.5^m$) в оптической области, усиление эмиссионных линий, появление абсорбционной компоненты на луче зрения, свидетельствуют о том, что объект AX Per вновь находится в активной фазе, и очередная вспышка привела к образованию нейтрального диска. Предыдущая активная стадия закончилась в 2010 г. Предыстория данного объекта говорит о том, что промежутки времени между вспышками постепенно сокращаются: от 25 лет в начале XX в. до 10 лет – в конце XX в. Предыдущая вспышка имела место в 2007-2010 гг., и новая, на данный момент – последняя, произошла в 2012 г. Создается впечатление, что в целом уровень активных процессов в этом объекте нарастает, и в недалеком будущем можно ожидать кардинальных изменений его состояния.

Работа выполнена в рамках программы 002 «Прикладные исследования в области космической деятельности».

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Mikolajewska J., Kenon S. On the nature of the symbiotic binary AX Per // *AJ*. – 1992. – Vol. 103. – P. 579-592.
- 2 Skopal A. What is the structure of the symbiotic nebula in AX Per // *Comb. Astron. Skalnat.e Pleso*. – 2000. – Vol. 30. – P. 21-28.
- 3 Skopal A., Chochol D. What is the structure of the symbiotic nebula in AX Per // *ASP Conference Series*. – 2000. – Vol. 242. – P. 377-380.
- 4 Murset U., Nussbaumer H., Schmidt H. Temperature and luminosity of hot components in symbiotic stars // *A&A*. – 1991. – Vol. 248. – P. 458-462.
- 5 Skopal A, Pribulla T, Vaňko M. Photometry of symbiotic stars XI. EGAnd, ZAnd, BFCyg, CHCyg, CICyg, V1329Cyg, TXCVn, AGDra, RWHya, ARPav, AGPeg, AXPer, QWSge, IVVir and the LMXB V934Her // *Contrib. Astron. Obs. Skalnat.e Pleso*. – 2004. – Vol. 34. – P. 45-59.
- 6 Skopal A., Vaňko M., Pribulla T., et al. Recent photometry of symbiotic stars XII // arXiv:0708.1578v1 2007.
- 7 Munari U., Bacci S., Baldinelli L. THE ANS COLLABORATION MONITORING PROGRAM // *Baltic Astronomy*. – 2012. – Vol. 21. – P. 13-21.
- 8 Skopal A., Tarasova T., Carikova Z. et al. Formation of a disk structure in the symbiotic binary AX Per during its 2007 10 precursor type activity // *A&A*. – 2011. – Vol. 536. – P. 27-42.
- 9 Munari U., Siviero A. AX PERSEI // *CBET*. – 2009. – N 1757.
- 10 Skopal A., Shugarov S., Vaňko M. Recent photometry of symbiotic stars // *AN*. – 2012. – Vol. 333. – P. 242-255.
- 11 Carikova Z., Skopal A., Creation of neutral disks during outbursts of symbiotic binaries // *New Astronomy*. – 2010. – Vol. 15. – P. 637-645.
- 12 Carikova Z., Skopal A Ionization structure of hot components in symbiotic binaries during active phases // *A&A*. – 2012. – Vol. 548. – P. 21-31.
- 13 Munari U., Siviero, A., Corradi, R et al. // *CBET*. – 2010. – N 2555.
- 14 Munari U., Ochner P., Dallaporta S. et al. The prototype symbiotic star AX Per is in outburst // *ATel*. – 2012. – N 4265.
- 15 Skopal A., Teodorani M., Errico L. et al. A photometric and spectroscopic study of the eclipsing symbiotic binary AX Per // *A&A*. – 2001. – Vol. 367. – P. 199.
- 16 Ikeda Y., Tamura S. Spectroscopic Diagnostic of symbiotic stars // *PASJ*. – 2004. – Vol. 56. – P. 352-379.
- 17 Skopal A. Broad H α wings from the optically thin stellar wind of the hot components in symbiotic binaries // *A&A*. – 2006. – Vol. 457. – P. 1003-1010.

REFERENCES

- 1 Mikolajewska J., Kenon S. *AJ*, **1992**, 103, 579 - 592.
- 2 Skopal A. *Contrib. Astron. Obs. Skalnat.e Pleso*, **2000**, 30, 21-28.
- 3 Skopal A., Chochol D. *ASP Conference Series*, **2000**, 242, 377 - 380.
- 4 Murset U., Nussbaumer H., Schmidt H. *A&A*, **1991**, 248, 458 - 462.
- 5 Skopal A, Pribulla T, Vaňko M. *Contrib. Astron. Obs. Skalnat.e Pleso*, **2004**, 34, 45 -59 .
- 6 Skopal A., Vaňko M., Pribulla T., et al. arXiv:0708.1578v1, **2007**.
- 7 Munari U., Bacci S., Baldinelli L. *Baltic Astronomy*, **2012**, 21, 13 - 21.
- 8 Skopal A., Tarasova T., Carikova Z. et al. *A&A*, **2011**, 536, 27 - 42.
- 9 Munari U. and Siviero A. *CBET*, **2009**, No 1757.
- 10 Skopal A., Shugarov, S., Vaňko M. *AN*, **2012**, 333, 242 - 255.
- 11 Carikova Z., Skopal A. *New Astronomy*, **2010**, 15, 637- 645.
- 12 Carikova Z., Skopal A *A&A*, **2012**, 548, 21 - 31
- 13 Munari U., Siviero, A., Corradi, R et al. *CBET*, **2010**, No 2555.
- 14 Munari U., Ochner P., Dallaporta S. et al. *ATel*, **2012**, No 4265.
- 15 Skopal A., Teodorani M., Errico L. et al. *A&A*, **2001**, 367, 199 - 210.
- 16 Ikeda Y., Tamura S. *PASJ*, **2004**, 56, 352 - 379.
- 17 Skopal A. *A&A*, **2006**, 457, 1003–1010.

Резюме

Л. Н. Кондратьева, Ф. К. Рыспаев

(«Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан Республикасы)

AX Per ОБЪЕКТИСІНІҢ СПЕКТРЛІК ЖӘНЕ ФОТОМЕТРЛІК БАҚЫЛАУЛАРЫ

Жұмыстың мақсаты: қазіргі кездегі AX Per объектісінің спектрлік және фотометрлік сипаттамаларын зерттеу.

Зерттеудің әдістері: объектінің спектрлік және фотометрлік бақылаулары орындалды.

Жұмыстың нәтижелері: 2009–2013 жылдардағы AX Per объектісінің спектрлік және фотометрлік қасиеттері алынды.

Қолдану аймағы: зерттелетін объектінің моделін анықтауға және құруға алынған мәліметтерді қолдануға болады.

Тұжырым: 2012 жылдың шілде-қараша айларында тіркелген ашық жарқ етулер тоқтатылды, ол 2011 жылы басталған, AX Per сатысы «тыныш». Ол сәулелену ағынының күшеюімен және эмиссиялық сызықтардың кескінінің өзгеруімен жалғасты. $H\alpha$ және $H\beta$ сызықтары кескіндерінің кең қанаттары ыстық жұлдыздардың үлкен жылдамдықты желімен құрылады, пайда болған абсорбция жұлдыз маңындағы нейтральды газдан тұратын дөңгелектің (диск) жасалатындығын дәлелдейді.

Тірек сөздер: айнымалы жұлдыздар; симбиотикалық жұлдыздар; AX Per – жекшеленген объектілері.

Summary

L. Kondtayeva, F. Rspayev

(DTOO «Fesenkov Astrophysical Institute», Almaty, Republic of Kazakhstan)

THE SPECTRAL AND PHOTOMETRIC OBSERVATIONS OF THE OBJECT AX Per

Aim: To study the spectral and photometric properties of the object AX Per at the modern stage

Methods: The spectral observations and photometry of the object.

Results: Photometric and spectral data about the behavior of the object in 2009–2013 have been obtained.

Applications: Obtained data may be used for the modeling of the studied object..

Conclusions: The quiescent phase of AX Per, which was begun in 2011, was interrupted by sharp increase of brightness in July – November, 2012. This event was accompanied by the emission fluxes strengthening and change of the emission-line profiles. The broad wings of the $H\alpha$ и $H\beta$ profiles are formed in the high-velocity wind of the hot star, and appearing of absorption testifies to formation of a circumstellar disk consisting of neutral gas.

Keywords: variable stars; symbiotic stars; individual objects: AX Per.

Поступила 2.09.2013г.

А. В. КУСАКИН¹, А. В. ХРУСЛОВ², Р. И. КОКУМБАЕВА¹

(¹ДТОО «Астрофизический институт им. Фесенкова», Алматы, Республика Казахстан,

²Институт астрономии РАН (ИНАСАН), Москва, Россия)

ОТКРЫТИЕ ПЕРЕМЕННОСТИ GSC 5478-00243

Аннотация. Мы представляем открытие новой затменной переменной звезды типа W Большой Медведицы. Определены элементы изменения блеска переменной.

Ключевые слова: переменные звезды, наблюдения.

Тірек сөздер: айнымалы жұлдыздар, бақылау.

Keywords: variable stars, observations.

При наблюдениях известной переменной типа δ Щита ASAS 094253-1041.7 нами обнаружена переменность соседней звезды GSC 5478-00243 с координатами $09^{\text{h}} 42^{\text{m}} 25^{\text{s}}.02 - 10^{\circ} 40' 32''.8$ согласно каталогу 2MASS [1].

Наблюдения проводились 14–17 марта 2013 года (JD 2456366 – 2456369) на Тянь-Шаньской астрономической обсерватории Астрофизического института им. В. Г. Фесенкова (высота 2800 м над уровнем моря) с телескопом Ричи-Кретьена конструкции В. Б. Секирова. Диаметр зеркала телескопа 360 мм, фокусное расстояние системы 1440 мм. Использовалась ПЗС камера ST-402 SBIG. При обработке наблюдений применялась программа MuniWin. Общее количество полученных кадров составляет 773. Для учета плоского поля проводились наблюдения утреннего или вечернего неба. Темновой ток учитывался в процессе наблюдений; матрица охлаждалась до температуры – 20° С. Все кадры были получены с экспозицией 60 секунд в полосе “V” Джонсона.

В качестве стандарта, по отношению к которому измерялась яркость GSC 5478-00243, была использована звезда TYC 5478 01013 1 с координатами (2000J) $09^{\text{h}} 42^{\text{m}} 40^{\text{s}}.31 - 10^{\circ} 39' 34''.8$; контрольная звезда – GSC 5478-00751 с координатами (2000J) $09^{\text{h}} 42^{\text{m}} 31^{\text{s}}.14 - 10^{\circ} 41' 40''.4$. Положения переменной звезды, звезды сравнения и контрольной звезды указаны на карте окрестностей, рисунок 1. Для звезды сравнения TYC 5478 01013 1 в каталоге Tycho-2 приведена звездная величина $V = 12.523$.

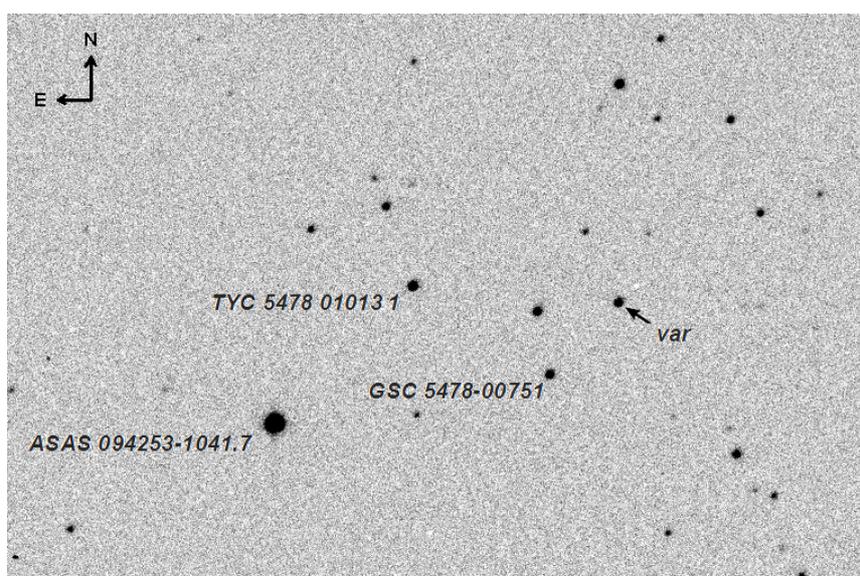


Рисунок 1 – Карта окрестностей GSC 5478-00243

Анализ временных рядов проводился по методу Лафлера–Кинмана с использованием программы WinEfk В.П. Горанского. Получены следующие элементы изменения блеска системы:

$$JD(\text{min}) = 2456367.287 + 0.^{\text{d}}2754 \times E.$$

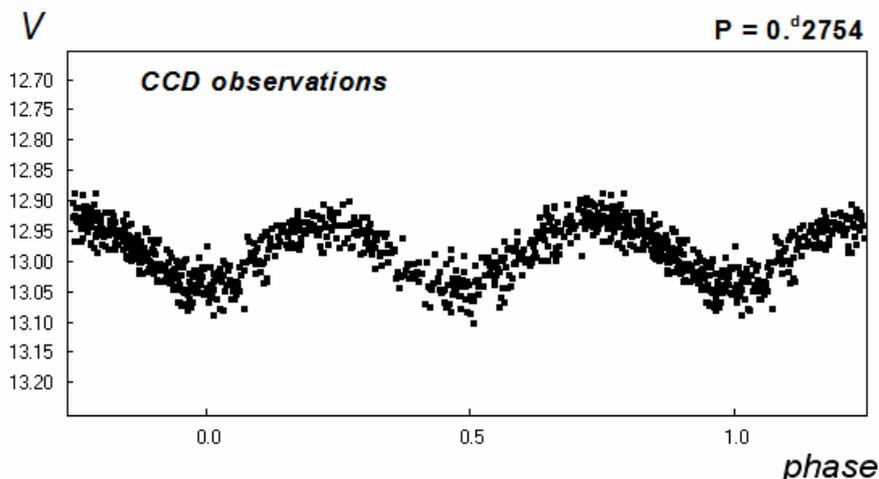


Рисунок 2 – Фазовая кривая блеска GSC 5478-00243

Фазовая кривая блеска GSC 5478-00243 приведена на рисунке 2. Переменность блеска GSC 5478-00243 характерна для затменных переменных звезд типа W Большой Медведицы, тип EW в системе классификации переменных звезд ОКПЗ [2]. Блеск меняется в пределах $12.^m93 - 13.^m05$, глубина вторичного минимума $13.^m05$. Показатель цвета $J-K = 0.485$ согласно каталогу 2MASS [2]. Малая амплитуда изменения блеска указывает на частное затмение компонентов системы. Нельзя также полностью исключить принадлежность переменной к эллипсоидальным переменным.

Авторы благодарят В. П. Горанского за предоставление программы анализа временных рядов, а также выражают благодарность М. А. Кругову за оказание технической поддержки в наблюдениях.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 13-02-00664), программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Нестационарные явления в объектах Вселенной» и гранта МОН РК «Исследование физических процессов в областях звездообразования и околоядерных зонах активных галактик».

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Skrutskie, M.F., Cutri, R.M., Stiening, R., et al. // Astron. J, 2006, 131, 1163.
- 2 Samus, N.N., Durlevich, O.V., Kazarovets, E V., et al., 2007–2012, General Catalogue of Variable Stars, Centre de Donnees Astronomiques de Strasbourg, B/gcvs.

REFERENCES

1. Skrutskie, M.F., Cutri, R.M., Stiening, R., et al., 2006, Astron. J, 131, 1163.
2. Samus, N.N., Durlevich, O.V., Kazarovets, E V., et al., 2007–2012, General Catalogue of Variable Stars, Centre de Donnees Astronomiques de Strasbourg, B/gcvs.

Резюме

А. В. Кусакин¹, А. В. Хруслов², Р. И. Қоқымбаева¹

(¹ «Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан Республикасы, ²РФА Астрономия институты, Мәскеу, Ресей)

GSC 5478-00243 АЙНЫМАЛЫЛЫҒЫНЫҢ АШЫЛУЫ

Бұл жұмыста біз Жетіқарақшы шоқжұлдызындағы W түріндегі жаңа тұтылмалы айнымалы жұлдыздың ашылғандығы туралы баяндаймыз. Жарқырауы айнымалылығының өзгеру элементтері анықталды.

Тірек сөздер: айнымалы жұлдыздар, бақылау.

Summary

A. V. Kusakin¹, A. V. Khruslov², R. I. Kokumbaeva¹¹Institute of Astronomy RAS, Moscow, Russia,²ДТОО «Fesenkov Astrophysical Institute», Almaty, Republic of Kazakhstan)

OPEN TO CHANGE GSC 5478-00243

We present the discovery of a new eclipsing variable stars such as W Ursa Major. The elements of the light variations of the variable.

Keywords: variable stars, observations.

Поступила 2.09.2013г.

УДК 524.3

A. B. ХРУСЛОВ¹, А. В. КУСАКИН²¹Институт астрономии РАН (ИНАСАН), Москва, Россия,²ДТОО «Астрофизический институт им. Фесенкова», Алматы, Республика Казахстан)

НОВЫЕ ПЕРЕМЕННЫЕ ЗВЕЗДЫ, НАЙДЕННЫЕ В ДАННЫХ NORTHERN SKY VARIABILITY SURVEY

Аннотация. Представлены результаты анализа данных фотометрического обзора Northern Sky Variability Survey в двух областях неба радиусом 1°. Найдено 5 новых переменных звезд типов EA, EW, RRAB и LB. Определены элементы изменения блеска найденных переменных.

Ключевые слова: переменные звезды, фотометрический обзор.

Тірек сөздер: айнымалы жұлдыздар, фотометрлік шолу

Keywords: variable stars, photometric survey.

Нами был проведен поиск переменных звезд в данных фотометрического обзора Northern Sky Variability Survey [1], доступных на странице <http://skydot.lanl.gov/nsvs/nsvs.php>. Наблюдения данного обзора выполнены без фильтра, в широкой фотометрической полосе от 4.5×10^3 до 10^4 Å, которую приближенно можно охарактеризовать как близкую к полосе R.

Поиск проводился в двух областях радиусом 1° с координатами центров областей (2000J) $12^{\text{h}} 00^{\text{m}} 00^{\text{s}} +40^{\circ} 00' 00''$ и $03^{\text{h}} 24^{\text{m}} 49^{\text{s}} +77^{\circ} 20' 00''$. Методика поиска переменных звезд рассматривается в статье [2]. В ее основе лежит анализ параметров Magnitude Scatter и Median Error, приводимых в данных NSVS для каждого ряда наблюдений.

Найдено 5 новых переменных звезд, две из которых – затменные переменные типа Алголя (EA) и W Большой Медведицы (EW), одна переменная – типа RR Лиры (подтип RRAB), две – красные неправильные переменные (тип LB). Анализ временных рядов проводился методами Диминга и Лафлера–Кинмана с использованием программы WinEfk В.П. Горанского. Идентификация переменных с объектами каталогов Tycho-2 и GSC, координаты и ссылка на данные приведены в таблице 1. Тип, пределы изменения блеска и полученные элементы приведены в таблице 2. В примечаниях содержится дополнительная информация по переменным. Во всех случаях, кроме № 2, наряду с данными NSVS наилучшего качества были использованы данные, отмеченные так называемыми “flags”, обычно исключаемые при анализе, что было вызвано недостаточно большим количеством наилучших данных. Из них были удалены данные с большими ошибками (предельная ошибка отмечена на кривой блеска данной звезды).

Фазовые кривые блеска переменных приведены на рисунках 1-5. Карты окрестностей переменных приведены на рисунке 6 (использован обзор DSS, http://archive.stsci.edu/cgi-bin/dss_form, карты 1-3 и 5 – полоса R, карта 4 – полоса IR, поле каждой площадки 5×5 угловых минут).

Таблица 1

	Name	Coord (J2000)	Data
1	TYC 4512 00183 1	03 06 44.83, +77 30 13.2	NSVS 427331, NSVS 469397
2	GSC 4508-01597	03 12 17.98, +76 51 20.0	NSVS 429356, NSVS 469507
3	GSC 4513-01953	03 38 33.07, +78 00 40.7	NSVS 434650, NSVS 477724
4	GSC 4513-02333	03 39 26.61, +77 26 56.5	NSVS 435759, NSVS 477163
5	GSC 3017-01703	12 03 32.52, +39 53 37.5	NSVS 4983646, NSVS 5019000, 1SWASP J120332.52+395337.7

Таблица 2

	Type	max	min	System	Period	Epoch (JD)	type
1	EA	12.07	12.22	R	1.5697	2451502.78	min
2	LB	9.0	9.3	R	/ - /	/ - /	
3	RRAB	14.5	15.1	R	0.59335	2451500.860	max
4	LB	11.45	11.8	R	/ - /	/ - /	
5	EW	14.58	15.08	WASP	0.391768	2453800.799	min

Примечания:

1. $D = 0.09$ P. MinII = 12.15 (R).
2. IRAS 03062+7639. J-K = 1.499 (2MASS).
3. $M-m = 0.19$ P. J-K = 0.497 (2MASS).
4. IRAS 03328+7717. J-K = 1.414 (2MASS). В данных NSVS измерен суммарный блеск GSC 4513-02333 = var и более слабой соседней звезды GSC 4513-02340. Амплитуда, вероятно, несколько занижена.
5. Дополнительно использованы данные обзора Wide Angle Search for Planets (SuperWASP, <http://www.wasp.le.ac.uk/public/>, [1]), полоса пропускания 400 – 700 нм. MinII = 15.05 (1SWASP). 14.55 – 15.0 (R), MinII = 14.95 (R).

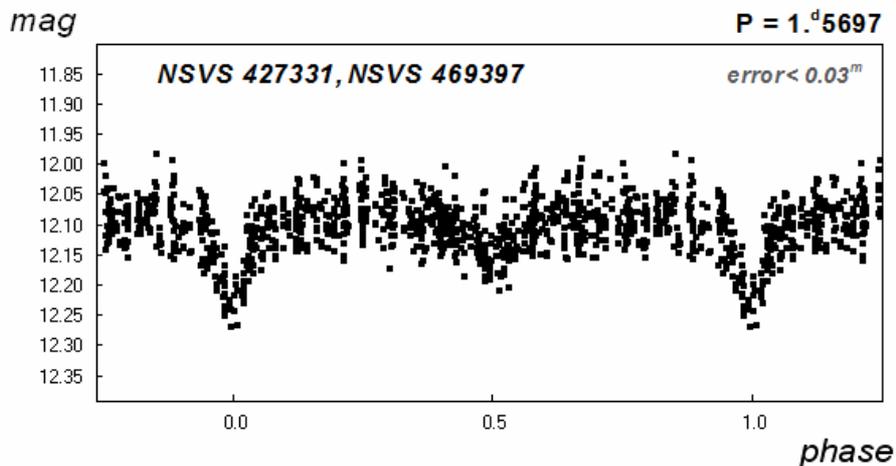


Рисунок 1 – Фазовая кривая блеска TYC 4512 00183 1

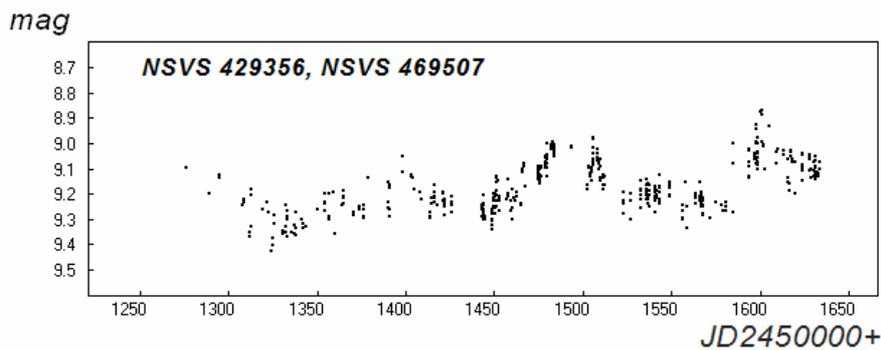


Рисунок 2 – Фазовая кривая блеска GSC 4508-01597

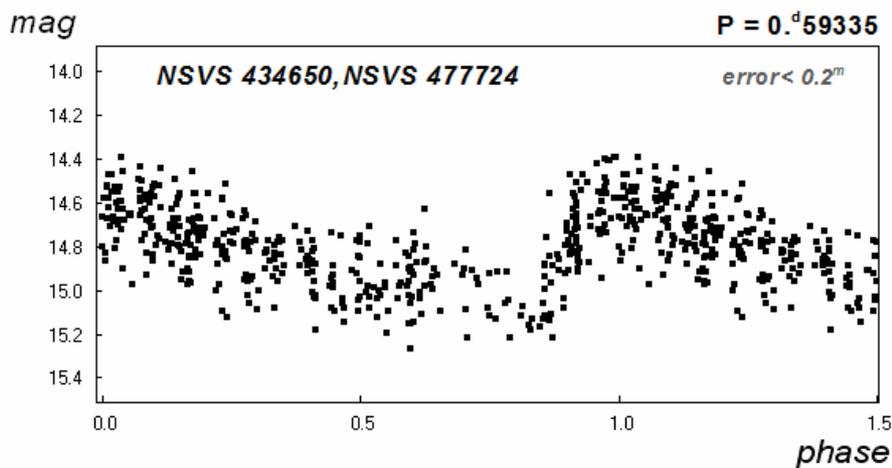


Рисунок 3 – Фазовая кривая блеска GSC 4513-01953

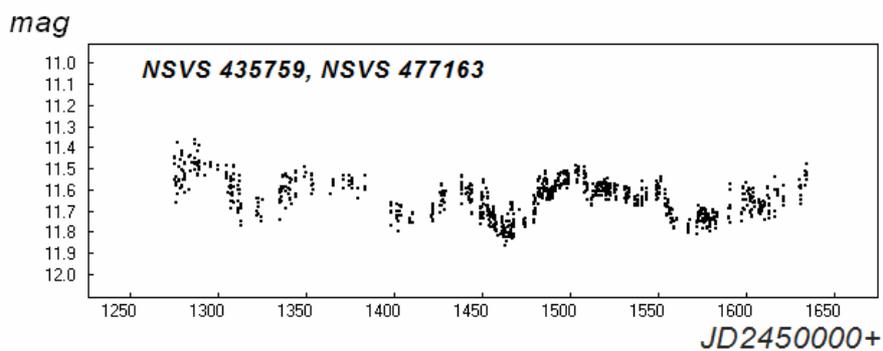


Рисунок 4 – Фазовая кривая блеска GSC 4513-02333

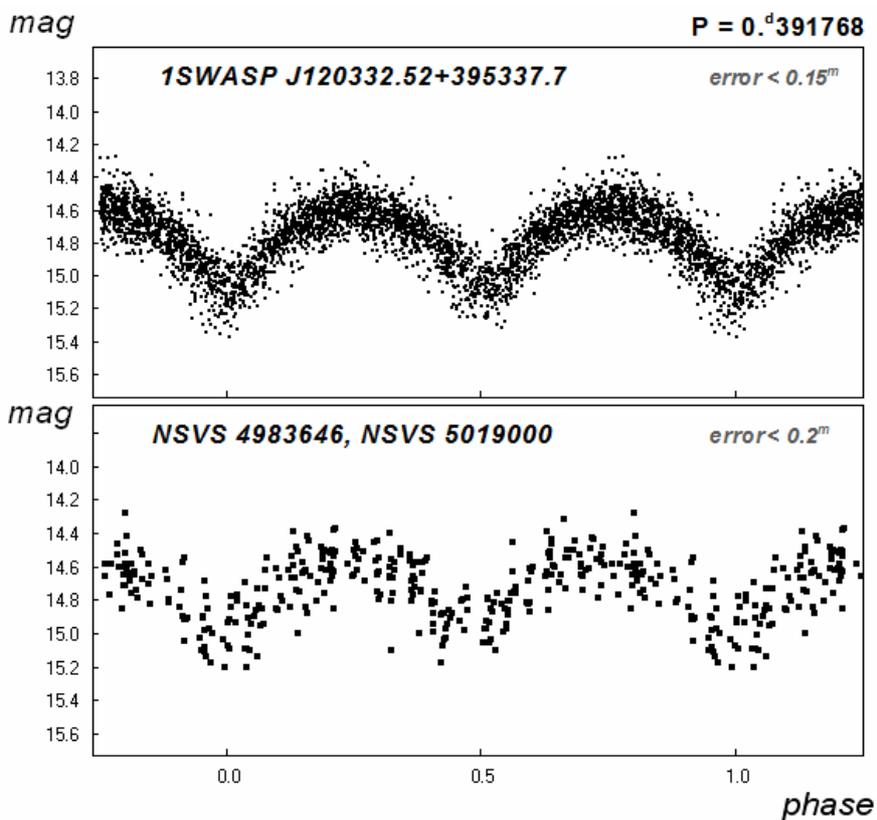


Рисунок 5 – Фазовая кривая блеска GSC 3017-01703

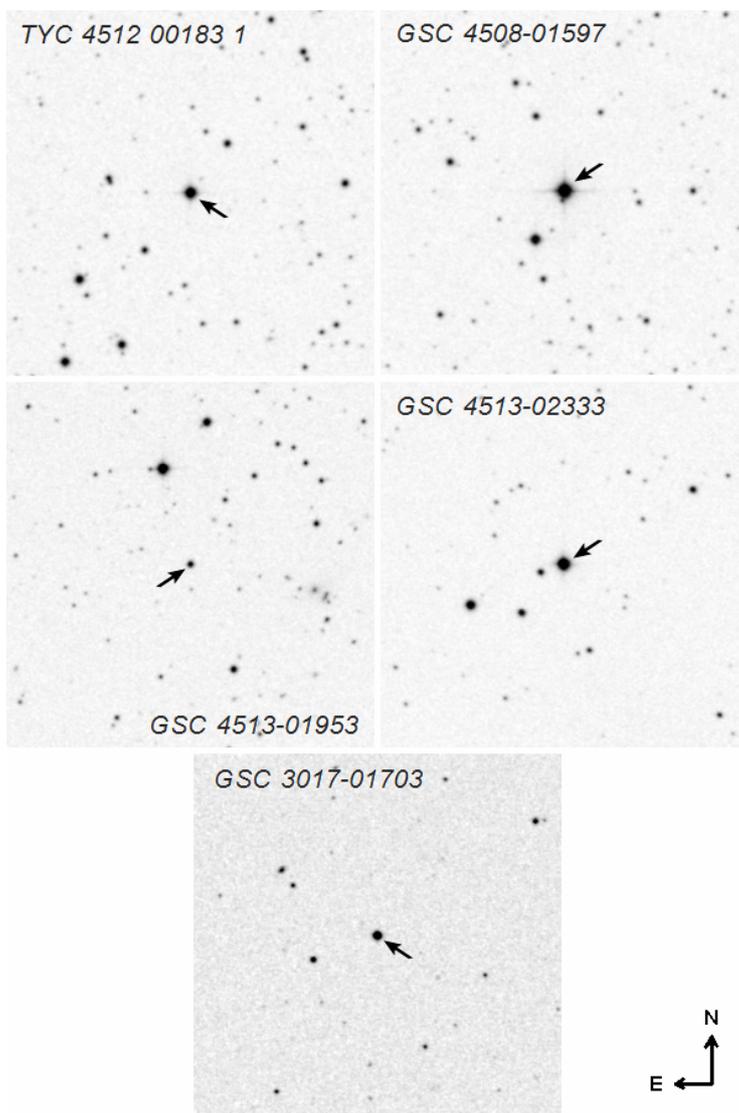


Рисунок 6 – Карты окрестностей переменных

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

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 13-02-00664) и в рамках проекта «Развитие методов и технологий исследований звезд раннего спектрального класса с инфракрасными избытками» республиканской бюджетной программы РК 002 «Прикладные научные исследования в области космической деятельности».

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Butters, O.W., West, R.G., Anderson, D.R., et al. The first WASP public data release, 2010, *Astron. and Astrophys.*, 520, L10.
- 2 Хруслов А.В. Поиск переменных звезд через Интернет // Сборник трудов и докладов секции «Научные задачи для малых инструментов». – ИЦ "Кадар", АстроФест-2006.
- 3 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 Butters O.W., West R.G., Anderson D.R., et al. The first WASP public data release, 2010, *Astron. and Astrophys.*, 520, L10.
- 2 Khruslov A.V. Poisk ptemennyh zvezd cherez Internet // Sbornik trudov I dokladov sectsii "Nauchnye zadachi dlya malyh instrumentov", NTs "Kadar", Astrofest-2006.
- 3 Wozniak P.R., Vestrand W.T., Akerlof C.W., et al. Northern Sky Variability Survey: public data release, 2004, *Astron. J.*, 127, 2436.

Резюме

А. В. Хруслов¹, А. В. Кусакин²

(¹РФА Астрономия институты, Мәскеу, Ресей,
²«Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан Республикасы)

**NORTHERN SKY VARIABILITY SURVEY МӘЛІМЕТТЕРІНЕН ТАБЫЛҒАН
ЖАҢА АЙНЫМАЛЫ ЖҰЛДЫЗДАР**

Аспанның 1 градустық екі аймағында Northern Sky Variability Survey фотометрлік шолу мәліметтерінің талдауларының нәтижелері берілген. EA, EW, RRAB және LB түрдегі 5 жаңа айнымалы жұлдыздар табылды. Табылған айнымалы жұлдыздардың жарқырауларының өзгеру элементтері анықталды.

Тірек сөздер: айнымалы жұлдыздар, фотометрлік шолу.

Summary

A. V. Khruslov¹, A. V. Kusakin²

(¹Institute of Astronomy RAS, Moscow, Russia,
²DTOO «Fesenkov Astrophysical Institute», Almaty, Republic of Kazakhstan)

**NEW VARIABLE STARS FOUND
IN THESE NORTHERN SKY VARIABILITY SURVEY**

The results of the analysis of photometric survey Northern Sky Variability Survey in two regions of the sky with radius of 1°. There are 5 new variable stars of types EA, EW, RRAB and LB. The elements of light variation found variables.

Keywords: variable stars, photometric survey.

Поступила 2.09.2013г.

УДК 524.31

А. В. КУРЧАКОВ, Л. Н. КНЯЗЕВА

(ДТОО «Астрофизический институт им. Фесенкова», Алматы, Республика Казахстан)

**О КРИТЕРИЯХ СПЕКТРАЛЬНОЙ КЛАССИФИКАЦИИ В ЗВЕЗД
ПО УФ СПЕКТРАМ**

Цели. Показать возможность использования особенностей УФ спектра для спектральной классификации В и Ве звезд.

Методы. Используются измеренные ранее эквивалентные ширины выбранных особенностей УФ спектров группы В и Ве звезд разных спектральных подклассов и двух светимостей для поиска связи изменения средней эквивалентной ширины со спектральным подклассом и цветовой температурой.

Результаты. Хорошим критерием для спектральной классификации В звезд является отношение эквивалентных ширин линий SiII и SiIII. Эквивалентная ширина линии CIV может быть критерием для выделения Ве звезд.

Ключевые слова: В и Ве звезды, спектральная классификация, ультрафиолетовые наблюдения.

Тірек сөздер: В және Ве жұлдыздары, спектрлік жіктеу, ультрақұлгін бақылаулары.

Keywords: B and Be stars, spectral classification, ultraviolet observations.

Наша цель – найти критерии для спектральной классификации В звезд по УФ наблюдениям. Для этой цели использованы эквивалентные ширины особенностей, выбранных в УФ спектрах

группы В и Ве разных спектральных подклассов*. Для каждого спектрального подкласса найдены средние значения эквивалентных ширин (EW) для выбранных линий. С этой целью значения эквивалентной ширины каждой выбранной линии были нанесены на графики в зависимости от спектрального подкласса, и выполнена аппроксимация полиномом 3-го порядка. Затем с полученной кривой сняты средние значения эквивалентной ширины соответствующей линии для каждого спектрального подкласса. На рисунке 1 приведен пример аппроксимации для линии $\lambda 1334/35A$. Полученные средние значения приведены в таблицах 1–3. Для определения цветовой температуры звезд использовалось сравнение непрерывного спектра звезды с модельным спектром (использовался закон излучения Планка в приближении Вина).

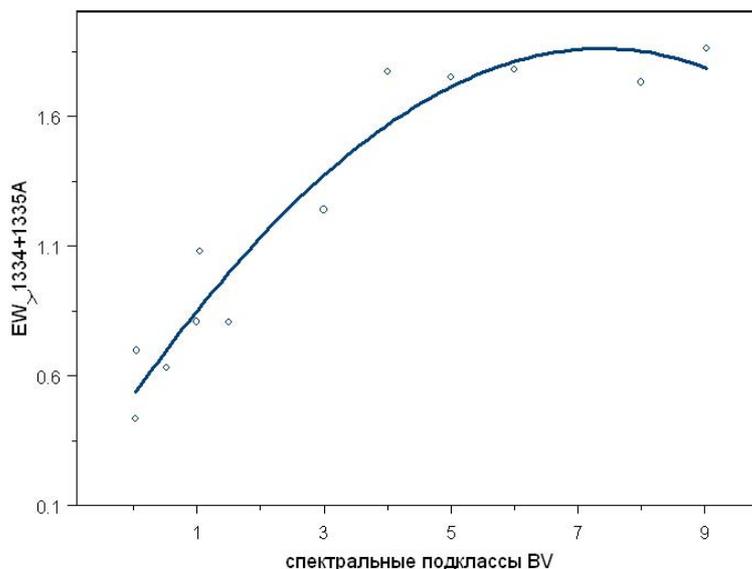


Рисунок 1 – Пример аппроксимации EW данных для линии $\lambda 1334/35A$

Таблица 1 – Средние значения EW и Tc для В звезд главной последовательности

Спектр. класс	SiIII 1299	SiII 1309	CII 1334/35	SiIV 1394	SiII 1526.7	SiII 1533.4	CIV 1548/51	HeII 1640	Tc×10 ⁴
класс	2	3	4	5	6	7	8	9	10
B0V	0.20	–	0.40	1.47	0.32	–	3.85	0.53	4.25
B0.5V	0.50	–	0.67	1.91	0.33	–	2.70	0.36	4.175
B1V	0.62	–	0.85	2.10	0.34	–	1.32	0.28	3.90
B1.5V	0.69	0.37	0.96	2.02	0.34	–	–		3.75
B2V	0.72	0.45	1.14	1.70	0.35	–	–		3.60
B3V	0.73	0.74	1.35	0.82	0.36	–	–		3.35
B4V	0.65	0.96	1.60	0.39	0.38	–	–		3.05
B5 V	0.61	1.25	1.66	–	0.41	0.43	–		2.89
B6V	0.50	1.40	1.73	–	0.45	0.46	–		2.635
B7 V	0.45	1.60	1.76	–	0.50	0.55			2.504
B8V	0.40	1.62	1.85	–	0.55	0.60			2.30
B9V	0.35	1.67	1.86	–	0.60	0.70			2.135

В колонке 1 приведены спектральные подклассы, в колонках 2-9 – эквивалентные ширины, 10 – вычисленные цветové температуры.

* Курчаков А.В., Князева Л.Н. Количественные критерии спектральной классификации В звезд по УФ спектрам. I. Предварительные результаты // Известия НАН РК. – Серия физ.-мат. – 2012. – № 3. – С. 7-10.

Таблица 2 – Средние значения эквивалентных ширин и цветовых температур для звезд BIV

Спек.	SiIII	SiII	CII	SiIV	SiII	SiII	CIV	HeII	$T_c \times 10^{-4}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
B0IV	0.33	–	0.45	1.70	0.30	–	2.70	0.45	3.750
B0.5I	0.50	–	0.60	1.75	0.32	–	2.85	0.43	3.700
B1 IV	0.60	0.25	0.85	1.75	0.33	–	2.20	–	3.500
B1.5I	0.62		1.20	1.70	0.35	–	–	–	3.450
B2 IV	0.65	0.43	1.20	1.65	0.37	–	1.50	–	3.300
B3 IV	0.67	0.72	1.45	1.01	0.40	–	–	–	3.040
B4 IV	0.62	1.24	1.60	0.52	0.42	0.35	–	–	2.800
B5 IV	0.55	1.36	1.70	0.26	0.47	0.42	–	–	2.600
B6 IV	0.48	1.50	1.73	–	0.50	0.50	–	–	2.450
B7 IV	0.44	1.79	1.80	–	0.55	0.57	–	–	2.320
B8 IV	0.43	2.05	–	–	0.60	0.62	–	–	2.200
B9 IV	0.42	2.30	1.85	–	0.62	0.70	–	–	2.100

В колонке 1 приведены спектральные подклассы, в колонках 2-9 – эквивалентные ширины, 10 – вычисленные цветовые температуры.

Таблица 3 – Средние эквивалентные ширины спектральных линий и цветовые температуры для звезд Bе

Спектр. класс	SiIII 1299	SiII 1309	CII 1334/35	SiIV 1394	SiII 1526.7	SiII 1533	CIV 1548	$T_c \times 10^{-4}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
B0.5 Ve	0.56	–	0.61	1.84	0.32		3.85	3.700
B1 Ve	0.61	0.10	1.05	1.25	0.30	–	3.50	3.500
B1.5 Ve	0.62	0.30	1.18	2.00	0.40	–	3.37	3.450
B2 Ve	0.62	0.35	1.42	1.77	0.42	–	2.88	3.300
B3 Ve	0.64	0.78	1.47	1.25	0.45	–	2.20	3.040
B4 Ve	0.65	0.96	1.91	0.87	0.48	0.45	1.50	2.800
B5 Ve	0.63	1.02	1.92	0.61	0.51	0.45	0.98	2.600
B6 Ve	0.57	1.17	2.00	0.48	0.52	0.45	0.62	2.450
B7 Ve	0.50	1.30	–	0.31	0.55	0.45	0.81	2.320
B8 Ve	0.42	1.43	1.90	–	0.56	–	0.25	2.200
B9 Ve	0.32	1.45	1.86	–	0.60	–	–	2.100

В колонке 1 приведены спектральные подклассы, в колонках 2-8 – эквивалентные ширины, 9 – цветовая температура.

Используя данные этих таблиц, мы оценили отношения EW линий SiII ($\lambda 1309A$, $\lambda 1527A$) и SiIII($\lambda 1299A$) для всех спектральных подклассов 2-х классов светимости для BVe звезд главной последовательности. Результаты приведены в таблице 4.

На рисунках 2 и 3 представлены отношения EW линий SiII ($\lambda 1309A$, $\lambda 1527A$) и SiIII($\lambda 1299A$). На рисунке 2 отношение $\lambda 1309/\lambda 1299$ показывает явную зависимость от спектрального подкласса, более того для разных классов светимости, кривые имеют разный наклон, поэтому данное отношение можно использовать для разделения классов светимости V и IV.

Отношения $\lambda 1527/\lambda 1299$ хотя и показывают ход со спектральным подклассом, но нет четкого различия между двумя классами светимости.

Таблица 4 – Отношения линий SiII ($\lambda 1309A$, $\lambda 1527A$) к SiIII($\lambda 1299A$) для всех спектральных подклассов 2-х классов светимости

Сп. кл.	EW $\lambda 1309$ / EW $\lambda 1299$			EW $\lambda 1527$ / EW $\lambda 1299$		
	V класс	IV класс	BVe	V класс	IV класс	BVe
1	2	3	4	5	6	7
B1	–	0.42	0.16	0.55	0.55	0.49
B1.5	0.53	–	0.48	0.53	0.50	0.64
B2	0.62	0.66	0.56	0.49	0.53	0.68
B3	1.01	1.07	1.22	0.49	0.60	0.70
B4	1.48	2.00	1.48	0.58	0.68	0.74
B5	–	2.47	1.62	–	0.85	0.81
B6	2.80	3.12	2.05	0.90	1.04	0.91
B7	3.56	4.07	2.60	1.11	1.25	1.10
B8	4.05	4.77	3.40	1.38	1.40	1.33
B9	4.77	5.48	4.53	1.71	1.67	–

В столбцах таблицы 4 даны: 1 – спектральный подкласс, 2-4 – значения отношений EW $\lambda 1309$ / EW $\lambda 1299$ для двух классов светимости и BVe звезд, 5-7 – значения отношений EW $\lambda 1527$ / EW $\lambda 1299$ для двух классов светимости и BVe звезд.

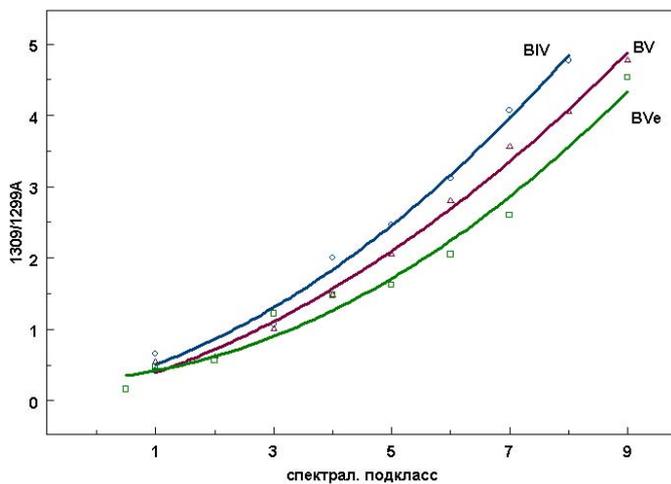


Рисунок 2 – Зависимость отношений $\lambda 1309/\lambda 1299$ от спектрального подкласса для В звезд двух классов светимости и звезд Вe ГП

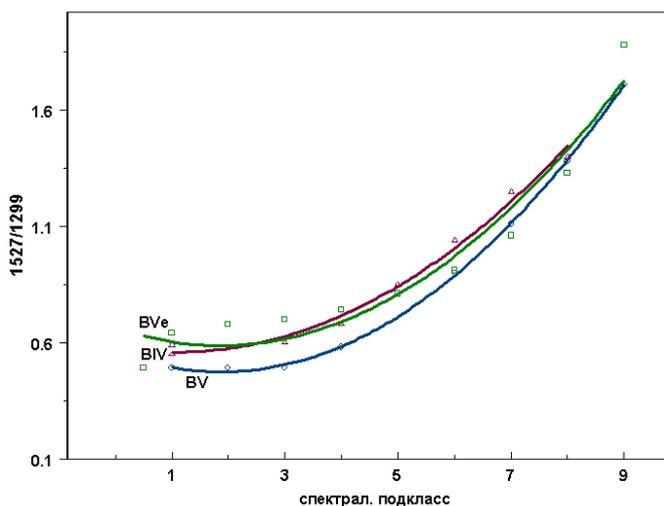


Рисунок 3 – Зависимость отношений $\lambda 1527/\lambda 1299$ от спектрального подкласса для В звезд двух классов светимости и звезд Вe ГП

На рисунке 4 приведено поведение со спектральным подклассом наиболее сильной линии CIV в УФ спектрах звезд Ве. В отличие от нормальных В звезд эта линия присутствует во всех рассмотренных спектральных подклассах Ве.

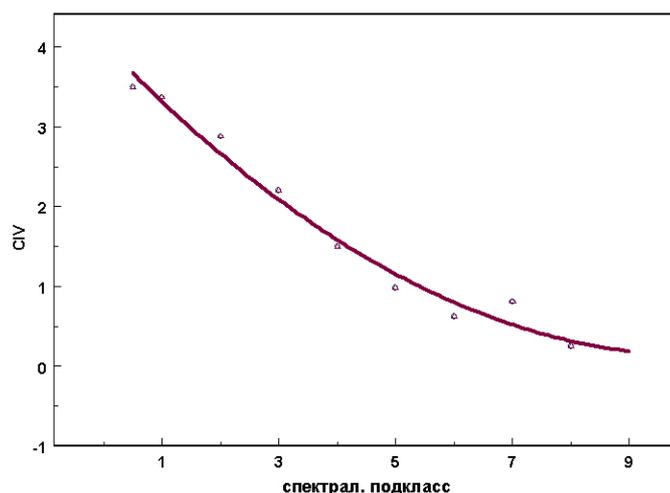


Рисунок 4 – Изменение EW линии CIV со спектральным подклассом для звезд Be

На рисунке 5 графически представлено изменение выбранных нами особенностей УФ спектра для спектральной классификации. Данные таблиц 1–3 могут быть использованы для грубой спектральной классификации В звезд, используя УФ спектры.

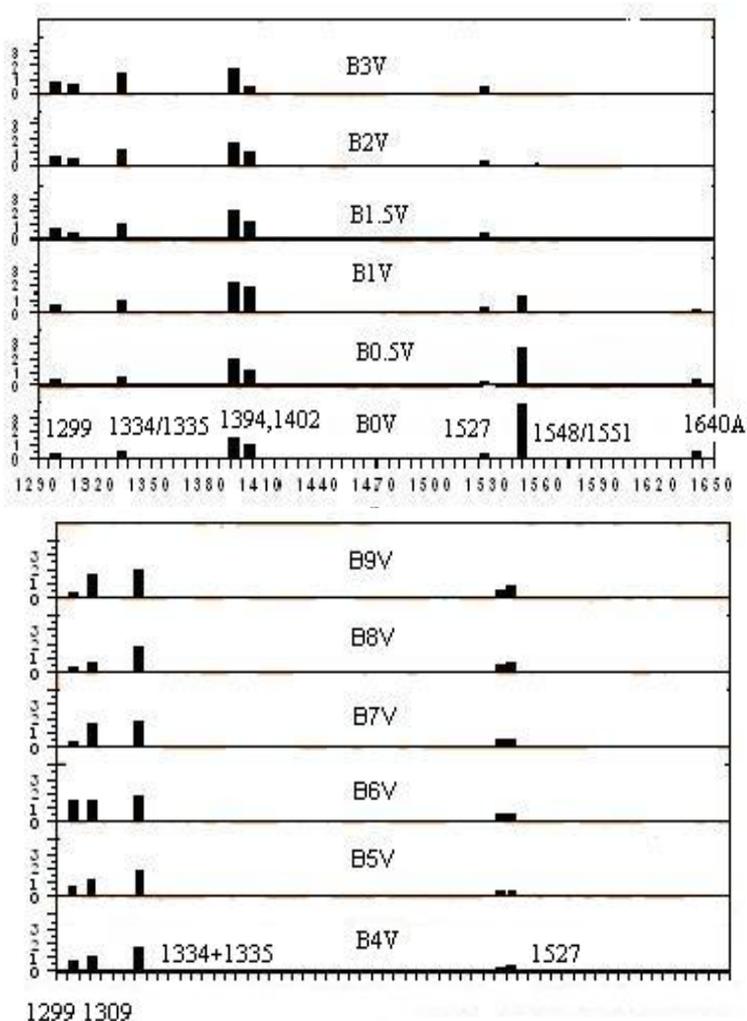


Рисунок 5 – Изменение разных особенностей УФ спектра со спектральным классом для В звезд главной последовательности

Заключение. Основной целью данной работы было – показать возможность использования УФ спектров для выбора критериев спектральной классификации. В результате было установлено, что отношение $EW \lambda 1309/\lambda 1299$ показывает явную зависимость от спектрального подкласса, но разный наклон для обоих классов светимости, поэтому это отношение можно использовать для разделения классов светимости V и IV. Сильная линия CIV может быть хорошим критерием для выделения звезд Ве.

Результаты работы являются предварительными, так как спектры высокого разрешения не очень подходят для выбора критериев спектральной классификации. Для получения дополнительных уверенных критериев спектральной классификации в УФ необходимы специальные наблюдения в УФ группы стандартных В звезд с умеренным разрешением.

Работа выполнена в рамках программы 002 «Прикладные исследования в области космической деятельности».

Резюме

А. В. Курчаков, Л. Н. Князева

(«Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан Республикасы)

УК СПЕКТРЛЕРІ БОЙЫНША В ЖҰЛДЫЗДАРЫНЫҢ СПЕКТРЛІК ЖІКТЕУЛЕРІНІҢ ӨЛШЕМДЕРІ

Мақсаты. В және Ве жұлдыздарының спектрлік жіктеулерінің үшін, ультракүлгін (УК) спектрлерінің ерекшеліктерін қолдану мүмкіншілігін көрсету.

Әдісі. Әртүрлі спектрлік кластар тармақтарының (кластар астындағы немесе класшалар) В және Ве жұлдыздар топтарының УК спектрлерінің ерте кезде өлшенген баламалы енінің ерекшеліктері және түрлі-түсті температура, спектрлік тармақтары бар орташа баламалы енінің өзгеруіне байланысты іздеу үшін екі жарқырауды қолдану.

Нәтижелері. SiII және SiIII сызықтарының баламалы енінің қатынасы В жұлдыздарының спектрлік жіктеуі үшін жақсы өлшемдер болып табылады. CIV сызығының баламалы ені, Ве жұлдыздарын жекешелеуге арналған өлшем болуы мүмкін.

Тірек сөздер: В және Ве жұлдыздары, спектрлік жіктеу, ультракүлгін бақылаулары.

Summary

A. V. Kurchakov, L. N. Knyazeva

(D TOO «Fesenkov Astrophysical Institute», Almaty, Republic of Kazakhstan)

ABOUT CRITERIA OF SPECTRAL CLASSIFICATION OF B STARS IN UV

Aims: To demonstrate the ability to use features of the UV spectrum for spectral classification of B and Be stars.

Methods: The equivalent widths of the chosen features in UV spectra of group of B and Be stars are used in order to obtain the connection between the average equivalent widths and spectral subclass and color temperature.

Results: The good UV criterion for spectral classification of B stars is the ratio of the equivalent widths of the SiII and SiIII lines. The equivalent width of line CIV can be criterion for selection of Be of stars.

Keywords: B and Be stars, spectral classification, ultraviolet observations.

Поступила 2.09.2013г.

Л. А. ПАВЛОВА

(ДТОО «Астрофизический институт им. Фесенкова», Алматы, Республика Казахстан)

ПРИРОДА ИЗЛУЧЕНИЯ МОЛОДЫХ ЗВЕЗД В РЕНТГЕНОВСКОМ ДИАПАЗОНЕ

Аннотация

Цель. Изучение свойств X-гау AeBe звезд Хербига для определения механизмов эмиссии в сравнении с другими типами звезд.

Метод. Мы сравниваем архивные наблюдения AeBe звезд Хербига, полученные со спутника Чандра, с различными моделями.

Результат. Рассматриваются современные механизмы, объясняющие наблюдаемую X-Ray эмиссию, среди которых гипотеза неразрешенных компаньонов поздних типов, присутствие истечения, аккреции и магнитная активность молодых звезд.

Ключевые слова: AeBe звезд Хербига, X-Ray эмиссия, двойственность, истечение, аккреция, магнитная активность.

Тірек сөздер: Хербигтің AeBe жұлдыздары, X-Ray эмиссиясы, екі жақтылық, ағын, аккреция, магниттік белсенділік.

Исследование в области далекого ультрафиолета природы X-гау эмиссии в звездах с оболочками необычайно важно для изучения физических процессов в горячей плазме, достигающей миллионы градусов. Данные наблюдений со спутников Чандра и ХММ-Ньютон показали, что все звезды, пересекающие диаграмму Герцшпрунга-Рессела являются источниками мягкого X-гау излучения. Холодные низко-массивные звезды обладают внешней конвективной оболочкой, у которых перезамыкание магнитных петель разной полярности могут вызывать вспышки и внезапное нагревание фотосферного газа до X-гау температур. Их спектры в рентгеновском диапазоне длин волн близки к спектрам солнечной короны, однако наблюдаемые параметры плазмы, такие как температура, плотность и химический состав могут варьироваться в широких пределах. Ключом для диагностики физических структур служат потоки эмиссионных линий углерода, никеля, гелия, водорода и линий железа Лаймановской серии, по которым динамические эффекты определяются из переменности, положения и вида профиля линий. Природа X-гау в горячих звездах O и Вольф – Райе может быть связана с нестабильными ударами звездных ветров, которые могут производить области очень горячей плазмы [1].

В настоящее время для объяснения природы X-гау эмиссии в звездах разных масс рассматриваются процессы присущие всем звездам до Главной Последовательности: аккреционные удары на звездную поверхность, флюоресценция на околозвездных дисках благодаря переизлучению X-гау эмиссии и/или ударный нагрев в звездных истечениях, корональные и магнитосферные явления и двойственность. Если для мало массивных холодных звезд наблюдаемая X-гау эмиссия подобна солнечной корональной плазме и/или магнитосферными процессами, то для горячих звезд используют другие модели. Наиболее популярные среди них – присутствие неразрешенных компаньонов (двойственности), аккреционные удары на звездную поверхность, ударный нагрев в звездных истечениях. Мощность этих процессов связана с проявлениями околозвездной магнитной активности, которая может меняться в процессе эволюции объектов [1].

Гипотеза компаньонов вблизи AeBe звезд Хербига, похожих на холодные мало массивные звезды, позволяет объяснить их наблюдаемую X-гау эмиссию. Оптическая спектроскопия тесных компаньонов трех AeBe звезд Хербига с X-гау эмиссией: HD 144432, HD 150193, KK Орh позволила доказать, что они являются аналогами T Тау звезд, у которых наблюдается X-гау эмиссия. В таблице 1 приведены основные параметры компаньонов около трех звезд: звездные величины в фильтре V, расстояния в угловых секундах до центрального объекта, позиционные углы в направлении на главный источник, спектральные классы компаньонов и величина поглощения [1, 2].

Таблица 1 – Параметры компаньонов AeVe звезд Хербига

Name	Vcom	R arcsec	PA	Sp	Av
1	2	3	4	5	6
HD 144432 B	12.9	1.4	4	K5Ve	1.4
HD 150193 B	12.3	1.1	236	F9Ve	1.9
KK Oph B	13.0	1.5	257	G6Ve	2.8

1 столбец – имя звезды, 2 – звездная величина компаньона, 3 – угловое разделение компаньона и звезды, 4 – позиционный угол компаньона по отношению к звезде, 5 – спектральный класс компаньона, 6 – величина поглощения.

Наблюдения изображений с высоким разрешением 9 молодых AeVe звезд Хербига подтвердили, что наблюдаемая X-гау эмиссия связана с их двойственностью. Этот результат подтвердил ранние предположения, что молодые звезды могут быть окружены скоплениями неразрешенных источников, излучающих X-гау эмиссию. Светимость этих компаньонов похожа на мало массивные T Tau звезды, для которых сильная X-гау эмиссия связана с магнитно-гидродинамическими и корональными атмосферными явлениями (подобно Солнцу) [3].

В последние годы среди механизмов X-гау эмиссии рассматривают такие, как аккреционные процессы в молодых горячих звездах, при которых плазма с температурой в несколько миллионов градусов может производиться аккреционными ударами при течении газа по силовым линиям магнитного поля на поверхность звезды. Магнитная активность молодых звезд играет значительную роль в физических процессах, которые приводят к появлению X-гау эмиссии на определенных стадиях эволюции. По-видимому, первые появления звездной X-гау эмиссии начинаются на стадии протозвезд, когда звезды скрыты плотной средой молекулярных облаков. На этой стадии звезды обладают магнитным полем облака и магнитная активность сильно увеличивается при образовании околзвездных дисков, показывая редкие вспышки X-гау. В этих стадиях часть падающего газа может покинуть систему с большим количеством углового момента, который впоследствии виден как молекулярный или оптический джет. Потоки падающего вещества вдоль магнитных силовых линий на поверхность звезды могут нагреть газ до температур X-гау эмиссии. Связь между звездой и диском с такой активностью может длиться до 10^6 лет. Для мало массивных звезд магнитная активность может сохраняться вблизи поверхности звезды в виде магнитно-гидродинамических процессов на более длительных временных интервалах [1].

Для AeVe звезд Хербига одной из моделей для X-гау эмиссии является магнитная активность, связанная со звездой и ее аккреционным диском. Современная спектральная диагностика позволила выделить аккреционные удары на звездную поверхность и флюоресценцию на околзвездных дисках при переизлучении X-гау и УФ, и ударное нагревание при истечении звездного ветра. Эмиссия X-гау этих объектов может быть связана с особенностями истечения звездного ветра. Для Z СМа-объекта с наблюдаемыми признаками фуоров и с эмиссией X-гау велись наблюдения со спутника Chandra во время оптической вспышки. Благодаря двойственности системы Z СМа возникает проблема в объяснении эмиссии X-гау. Были предложены разные варианты: эмиссия связана с менее массивным компонентом, но оптическая фотометрия ясно показывает сигнал выброса; или оптическая переменность идет от фуора, а X-гау от скрытой звезды, у которой возможны корональные выбросы. Выбросы могут быть вызваны такими механизмами, как динамическое взаимодействие тесных компаньонов, тепловой нестабильностью в диске при высокой аккреции от оболочки и изменения в конфигурации магнитных полей [4]. Значительная протяженность эмиссии X-гау и оценка плотности дают основание для предположения, что переменность X-гау эмиссии связана X-гау-джетом. Возможно, несколько уплотнений вдоль оси джета производят эмиссию X-гау. Подобный эффект наблюдался в DG Tau, где X-гау-джет был обнаружен раздельно в местах близких (50 а.е.) и далеких (1140 а.е.) от центральной звезды.

Спектры с умеренным разрешением AeVe звезд Хербига в области X-гау показывают эмиссионные линии, сформированные при высоких температурах. Такие температуры могут обеспечивать вспышки, которые наблюдаются на кривых блеска или связаны с двойными компонентами малых масс типа T Tau. Этими процессами могут объясняться многие общие наблюдаемые

свойства объектов разных масс. Однако корреляция Lx светимости со свойствами ветра приводит к выводу об ударном характере в нестабильности ветров как источнике X-ray эмиссии. Спектры с высоким разрешением AB Aur показали значительные различия от спектров мало массивных звезд типа T Tau по трем аспектам: электронные температуры находятся в области мягкого рентгена – 2-7 МК; поток X-ray модулируется с временным периодом в оптике/УФ линиях, образованных звездным ветром; триплет линии O VII необычайно силен по сравнению с потоком от T Tau звезд. Область излучения X-ray скорее всего расположена очень близко к поверхности звезды и связана с разными потоками звездных ветров, которые формируются в экваториальной области, где течение ветра идет вдоль близких линий магнитного поля от разных частей звездной поверхности. Если удары локализуются на уровне нескольких радиусов звезды от фотосферы, то высокие отношения потоков легко могут быть объяснены. Анализ триплета линии O VII позволяет оценить электронные плотности и влияние УФ поля излучения для молодых звезд [1, 5]. Требуется большая база данных спектров с высоким разрешением в рентгеновской и УФ областях молодых звезд для решения проблемы разделения вклада аккреционных процессов от вклада корональной магнитной активности на разных шкалах у разных объектов в процессе эволюции. Эти данные позволяют расширить область исследования от процессов классической звездной активности, которая включает Солнце – подобные явления – вспышки, циклы активности, пространственные и тепловые структуры плазмы, излучающей X-ray до процессов, генерирующих X-ray, такие как аккреция, джеты, замагниченный ветер [6].

Работа выполнена в рамках Государственной программы 002.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Gudel M., Naze Y. X-Ray Spectroscopy of Stars // A&A Rv. 2009. Vol. 17. P. 309.
- 2 Carmona A., Van den Ancker M.E., Henning Th. Optical spectroscopy of close companions to nearby Herbig Ae/Be and T Tauri stars // arXiv:0701208v1.
- 3 Stelzer B., Robrade J., Schmitt J.H.M.M., Bouvier J. New X-Ray detection of Herbig stars A&A 2009. Vol. 493. P. 1109.
- 4 Stelzer B. et.al. The X-ray emission from Z CMa during an FUor-like outburst and detection of its X-ray jet // arXiv: 0903.4060v1. A&A. 2009. Vol. 499. P. 529.
- 5 Testa P, Drake JJ, Peres G The density of coronal plasma in active stellar coronae // The Astrophysical Journal. 2004. Vol. 617. P. 508.
- 6 Montmerle Th. What can X-rays tell us about accretion, mass loss and magnetic fields in young stars? // Star – disk Interaction in young Stars. IAU symp. 2007. № 243.

Резюме

Л. А. Павлова

(«Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан Республикасы)

РЕНТГЕН АУҚЫМЫНДАҒЫ ЖАС ЖҰЛДЫЗДАРДЫҢ СӘУЛЕЛЕНУІНІҢ ТАБИҒАТЫ

Мақсаты. Басқа түрдегі жұлдыздармен салыстыра отырып, эмиссия механизмін анықтау үшін Хербигтің AeBe жұлдызының X-ray касиеттерін зерттеу.

Әдісі. Біз әртүрлі модельдегі, Чандра ғарыш серігінің көмегімен алынған Хербигтің AeBe жұлдыздарының мұрағаттағы бақылау мәліметтерді салыстырамыз.

Нәтижесі. Қазіргі кездегі бақыланатын X-Ray эмиссиясын түсіндіретін, соңғы түрдегі серіктердің шешілмеген тұжырымдарының арасындағы зат ағуының бар болуы, жас жұлдыздардың магниттік белсенділігі және аккрециясы қарастырылған.

Тірек сөздер: Хербигтің AeBe жұлдыздары, X-Ray эмиссиясы, екі жақтылық, ағын, аккреция, магниттік белсенділік.

Summary

L. A. Pavlova

(DToo «Fesenkov Astrophysical Institute», Almaty, Republic of Kazakhstan)

THE NATURE OF X-RAY EMISSION OF YOUNG STARS

Aims. Study X-ray properties of Herbig Ae/Be stars in order to determine the mechanisms of their emission in comparing with the other types of stars.

Methods. We compare the Chandra archival observations of Herbig Ae/Be stars with the different models.

Results. The modern mechanisms of observable X-Ray emission are considered. The hypothesis about unresolved of late-type companions and the presence of outflows, accretion and magnetic activity young stars are discussed

Keywords: AeBe Herbig stars, X-ray emission, companions, outflow, accretion and magnetic activity.

Поступила 2.09.2013г.

УДК 524.5

Л. А. ПАВЛОВА

(ДТОО «Астрофизический институт им. Фесенкова», Алматы, Республика Казахстан)

ПОЛЯРИЗАЦИЯ МОЛОДЫХ ЗВЕЗД И МЕЖЗВЕЗДНЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ

Аннотация

Цель. Исследовать влияние магнитных полей Галактики на формирование околозвездных структур молодых звезд.

Методы. Сравнение параметров поляризации молодых звезд с данными ориентации околозвездных структур, плоскости Галактики и плоскости двойных систем.

Результаты. Обсуждается влияние магнитных полей Галактики на формирование околозвездных структур.

Ключевые слова. AeBe звезд Хербига, поляризация, магнитные поля, околозвездные структуры.

Тірек сөздер: Хербигтің AeBe жұлдыздары, поляризация, магниттік өріс, жұлдыздар жаңындағы құрылымдар.

Keywords: AeBe Herbig stars, polarization, magnetic field, circumstellar structures.

Давно замечено, что направление галактических газово-пылевых структур совпадает с направлением поляризации звезд. Этот факт позволяет изучать глобальную структуру магнитного поля Галактики. Сложная структура магнитного поля в очагах звездообразования прослеживается по структурам волокнистых туманностей, связанных с местами активного звездообразования. Ориентация волокон отражает направления силовых линий магнитного поля, а их распределение показывает, что газ действительно собирается вдоль силовых линий в небольшую область, где рождаются звезды. Распределение векторов межзвездной поляризации связаны с направлением компонента межзвездного магнитного поля, перпендикулярного лучу зрения. Это подтверждается и масштабными структурными образованиями в Галактике – спиральными рукавами, вытянутыми молекулярными газово-пылевыми облаками и другими более малыми структурами. В плотных облаках структура магнитного поля может быть результатом от комбинаций различных эффектов, таких как дифференциальное вращение, гравитационный коллапс и расширение HII областей. Локальность магнитных полей может определяться как размерами молекулярных облаков и ассоциациями молодых звезд (до 50 пс), так и протяженностью околозвездных структур (до 1 а.е.) молодых звезд. Методы поляризационных исследований молодых звезд умеренных масс дают информацию о структуре магнитного поля в тех областях Галактики, где они расположены и позволяют исследовать его влияние на процессы формирования структур околозвездных оболочек.

Поляризация света звезд увеличивается с ростом поглощения, вклад в величину поляризации вносят: не полная ориентировка; наличие нерегулярного компонента магнитного поля; наличие угла между лучом зрения и направлением магнитного поля (при наблюдении вдоль силовых линий поляризация отсутствует). Молодые AeBe звезды Хербига с признаками околозвездных дисков и истечений имеют значительные величины поглощения и поляризации по сравнению со звездами поля. Для отдельных молодых звезд, погруженных в темные облака, замечена связь между поляризацией и ориентацией околозвездных дисков и джетов. По данным ряда работ была обнаружена связь между ориентацией поляризации молодых звезд с большим инфракрасным избытком и локальным магнитным полем [1, 2] Это соответствует предположению, что ответственность за

поляризацию несет околозвездная пыль, состоящая из несферических частиц, ориентированных магнитным полем. В последние годы получена обширная информация о распределении вещества вблизи молодых звезд в радиодиапазоне [3]. Эти данные показывают несферическое распределение околозвездной среды, вытянутость среды близка к направлению позиционного угла наблюдаемой или собственной поляризации звезды. Проведем сравнение параметров поляризации молодых звезд с данными ориентации околозвездных структур, плоскости Галактики и плоскости двойных систем. В таблице 1 мы приведем основные данные для AeVe звезд Хербига, наблюдаемую и собственную поляризацию звезд, относительно разных межзвездных и околозвездных структур [4-6]. К межзвездным структурам мы относим ориентации плоскости Галактики и облаков, к околозвездным – диски и узкие потоки истечения.

Таблица 1 – Параметры наблюдаемой, межзвездной и собственной поляризации AeVe звезд Хербига и ориентации структур: дисков, истечения и двойственности

Name	Sp	Av	θ_{gl}	θ_{cl}	P%	θ_s	Pis	θ_{is}	Pin	θ_{in}	θ_{Out}	θ_b
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
V633 Cas	A5	4.5	94	17	1.67	25	1.24	72	2.30	9	160	3
V 376 Cas	F0	5.2	94	10	22.0	26	1.22	71	23.5	24	120	
V594 Cas	B8	2.2	83	12	2.14	113	2.2	74	2.73	139	2	
AB Aur	A0	0.4	176	158	0.55	54	0.25	48	0.32	58	D165	
UX Ori	A2	1.1	160	160	1.22	99	0.26	123	1.07	94		257
HK Ori	A5	1.2	160	35	1.37	167	0.28	48	1.3	160	160	4
V380 Ori	B9	1.7	145	145	0.98	86	1.5	140	2.03	63	56,149	204
LkHa 208	B7	1.7	150	2	1.95	9	0.75	173	1.37	17	0	114
MWC137	B0	4.5	162	30	4.59	169	2.66	176	2.11	160	30	
VY Mon	B8	8.0	162	171	10.5	10	0.9	162	10.3	22	170	
HD259431	B6	1.6	162	90	1.08	106	0.9	171	2.09	93	D80	
LkHa 215	B7	2.1	162	90	1.43	80	0.9	162	2.33	80	80	
R Mon	B0	4.9	160	0	13.0	92	0.34	167	13.5	91	0	331
Z CMa	B5	5.1	170	135	0.80	125	0.36	135	0.67	173	60	123
HD53367	B0	1.7	170	160	0.53	36	0.14	152	0.62	41		298
MWC297	09	8.3	40	30	2.23	95	2.21	36	3.47	112	164	
HD163296	A0	0.3	40		0.21	59	0.70	162	0.76	70	8	
V1685Cyg	B2	3.0	40	17	1.37	17	1.66	44	1.42	70	D110	23
LkHa234	B3	3.4	40	130	0.53	107	0.87	43	1.16	149	226,252	315
HD200775	B2	1.8	40	4	0.94	93	0.69	141	1.23	76	70	164
HD216629	B2	1.0	75	100	4.72	105	1.29	80	4.03	112		147
MWC1080	B0	5.3	70	70	2.2	68	2.7	74	0.79	4	60	86

В таблице 1 – 1 столбец – имя, 2 – спектральный класс, 3 – поглощение, 4 – угол плоскости Галактики, 5 – угол вытянутости облака, 6, 7 – поляризация звезды, 8, 9 – межзвездная поляризация, 10, 11 – собственная поляризация, 12 – угол истечения/диска, 13 – двойственн

Данные таблицы позволяют исследовать связи между ориентацией поляризации и видимой структурой околозвездной материи, наблюдаемой в оптике, ИК и радиодиапазонах. Параметры межзвездной поляризации Pis и θ_{is} усреднялись по данным поляризации звезд поля вблизи объекта. Параметры собственной поляризации Pin и θ_{in} были вычислены по стандартной методике. Асимметрию среды можно получить из отношения мм/субмм данных, или ИК интерферометрии, угол θ плоскости диска можно оценить по асимметрии СО эмиссии или континуума тепловой эмиссии от пыли. Направление истечений или джетов можно получить из карт протяженной радио эмиссии [3]. Для выделенных объектов приведем данные для параметров собственной поляризации и ориентации межзвездных структур, дисков и истечений по данным таблицы 1 и работы [10].

Увеличение наблюдательных данных в разных диапазонах позволили обнаружить связь между направлением истечения и ориентацией поляризации источников с большим инфракрасным избытком излучения и локальным магнитным полем, определенным по межзвездной поляризации. Было установлено, что для большинства источников углы истечения и поляризации перпендикулярны друг другу в пределах 30 град, что и подтверждают данные таблицы 2. Угол поляризации обычно

Таблица 2 – Параметры поляризации и ориентации межзвездных структур, дисков и истечений

Object	Sp	θ_{gl}	θ_{cl}	θ_{out}	Disk θ	Pol. θ
1	2	6	7	3	4	5
V594 Cas	B8	83	178	2	83	139
HD 200775	B2	40	170	70	7	93
LkHa 208	B7	150	0	4	90	17
MWC 137	B0	162	30	30	152	162
MWC 147	B6	162	80		80	168
R Mon	B0	156	0	5	90	91
Z CMa	B0	170	170	60	139	173
MWC 297	B0	40	40	164	100	112
BD+40 4124	B3	40	170		110	36
MWC 1080	B0	70	70	60	55	75
HD163296	A0	40	40	40	135	132
AB Aur	A0	170	176		165	58

В таблице 2 – 1 столбец – имя объекта, 2 – класс, 3 – угол плоскости Галактики, 4 – ориентация облака, 5 – угол истечения, 6 – угол диска, 7 – угол собственной поляризации.

перпендикулярен плоскости рассеяния, поэтому для источников с истечением вектор поляризации и позиционный угол истечения будут параллельны друг другу в уплощенной модели и перпендикулярны для вытянутой модели. Если источник двойная система, в которой диск может формироваться в орбитальной плоскости, то угол поляризации будет перпендикулярен к позиционному углу плоскости двойной системы в уплощенной модели и параллелен в вытянутой модели. Присутствие биполярных потоков предполагает наличие околозвездного диска, коллимирующего потоки истечения. Если диск с малой оптической толщиной $\tau < 0,3$ и рассеяние единичное, тогда позиционный угол поляризации центральной звезды будет перпендикулярен плоскости диска. Для более однозначной интерпретации видимых связей параметров поляризации и ориентации околозвездных структур необходимы большие объемы информации с хорошим разрешением.

Пример молодой звезды Z CMa с сильными признаками истечения в спектре и с переменностью многих наблюдаемых параметров показывает сложную околозвездную обстановку. Она относится к двойной системе с плоскостью орбиты под углом 129° градусов по наблюдениям в инфракрасном и рентгеновском диапазонах. Это направление связано и с видимой вытянутой волокнистой структурой туманности. Наблюдаемое направление струи истечения близко к направлению локального магнитного поля ($\theta = 57^\circ$) и перпендикулярно видимой волокнистой структуре туманности и плоскости двойной системы. Очевидно, что локальное магнитное поле в области ассоциации CMa R1 влияет на формирование околозвездных структур [7]. Для ряда ассоциаций (CMa R1, Mon R1 и др) видимая структура распределения межзвездной материи позволяет предположить, что инициацией недавнего формирования звезд явилось расширение оболочки от вспышки сверхновой. Анализ углов оптической и субмиллиметровой поляризации молодых звезд по отношению к галактическим координатам показывает, что пространственное распределение среды следует направлению магнитных полей вблизи формирующихся объектов [8]. Поскольку плотность силовых линий магнитных полей пропорциональна плотности межзвездного газа, то в более плотных местах можно ожидать и увеличения напряженности поля. Так для массивной звезды IRAS 18089-1732 был проведен анализ топологии магнитного поля по наблюдениям поляризации в радиодиапазоне линии CO и непрерывной эмиссии на 880 мкм. Эмиссионные особенности с уровнем поляризации в несколько процентов показали, что структура магнитного поля сильно выровнена с ориентацией истечения от малых ядерных шкал до больших шкал истечения. Данные предполагают, что сила магнитного поля увеличивается от низко-плотностной оболочки к плотному ядру. [8,9]

Работа выполнена в рамках гранта «Исследование физических процессов в областях звездообразования и околоядерных зонах активных галактик».

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Hodapp K.W. Infrared polarization sources with bipolar mass outflow // *Astron. and Astroph.* – 1984. – Vol. 141. – P. 255-268.
- 2 Bastien P. Polarization, jets and distribution of circumstellar dust around young infrared sources // *Astroph. J.* – 1987. – Vol. 317. – P. 231-240.
- 3 Henning Th. Et. al. Infrared imaging and millimeter continuum mapping of Herbig Ae/Be and FU Orionis stars // *Astron. and Astroph.* – 1998. – Vol. 336. – P. 565-586.
- 4 Jain S.K., Bhatt H.C. Study of variability of the polarization in Herbig Ae/Be stars // *Astron. and Astroph. Suppl. Ser.* – 1995. – Vol. 111. – P. 399-405.
- 5 Павлова Л.А. Влияние магнитных полей на формирование околзвездных структур // *Известия МОН РК. НАН РК.* – 2001. – № 4. – С. 56-60.
- 6 Maheswar G., Manoj P., Bhatt H.C. Circumstellar disks around Herbig Ae/Be stars: Polarization, outflows and binary orbits // *Astron. and Astroph.* – 2002. – Vol. 387. – P. 1003-1012.
- 7 Whelan E.T., Dougados C., Perrin M.D., Bonnefoy M., et. al. The 2008 Outburst in the Young Stellar System Z CMa: The First Detection of Twin Jets // *Ap. J.* – 2010. – Vol. 720L.
- 8 Tang Ya-Wen, Koch Patrick M. & Ho Paul T.P. Observations and Analysis of High-Resolution Magnetic Field Structures in Molecular Clouds // arXiv:1202.4635v1.
- 9 Beuther H., Vlemmings W.H.T., Rao R., van der Tak F.F.S. Magnetic field structure in a high-mass-outflow/disk system // arXiv:1010.3635v1.
- 10 Wheelwright H.E., Vink J.S., Oudmaijer R.D., Drew J.E. On the alignment between the circumstellar disks and orbital planes of Herbig Ae/Be binary systems arXiv:11063949v1.

REFERENCE

- 1 Hodapp K.W. // *Astron. and Astroph.* 1984. Vol. 141. P. 255-268.
- 2 Bastien P. // *Astroph. J.* 1987. Vol. 317. P. 231-240.
- 3 Henning Th. Et. al. // *Astron. and Astroph.* 1998. Vol. 336. P. 565-586.
- 4 Jain S.K., Bhatt H.C. // *Astron. and Astroph. Suppl. Ser.* 1995. Vol. 111. P. 399-405.
- 5 Pavlova L.A. // *Izvestiya MON RK.* 2001. № 4. S. 56.
- 6 Maheswar G., Manoj P., Bhatt H.C. // *Astron. and Astroph.* 2002. Vol. 387. P. 1003-1012.
- 7 Whelan E.T., et.al. // *Ap. J.* 2010. Vol. 720L.
- 8 Tang Ya-Wen, Koch Patrick M. & Ho Paul T.P. // arXiv:1202.4635v1.
- 9 Beuther H., Vlemmings W.H.T., Rao R., van der Tak F.F.S // arXiv:1010.3635v1.
- 10 Wheelwright H.E., Vink J.S., Oudmaijer R.D., aDrew J.E. // arXiv:11063949v1.

Резюме

Л. А. Павлова

(«Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан Республикасы)

ЖҰЛДЫЗАРАЛЫҚ МАГНИТ ӨРІСТЕРІ ЖӘНЕ ЖАҢА ЖҰЛДЫЗДАРДЫҢ ПОЛЯРИЗАЦИЯСЫ

Мақсаты. Жас жұлдыздардың жұлдыздар маңындағы пайда болу құрылымына Ғаламның магнит өрісінің әсерін зерттеу.

Әдісі. Қос жүйенің және Ғаламның жазықтығында, жұлдыз маңындағы бағыттар мәліметтерімен жас жұлдыздардың поляризация параметрлерімен салыстыру.

Нәтижелері. Жұлдыздар маңындағы пайда болу құрылымына Ғаламның магнит өрісінің әсері талқыланады.

Тірек сөздер: Хербигтің AeBe жұлдыздары, поляризация, магниттік өріс, жұлдыздар маңындағы құрылымдар.

Summary

L. A. Pavlova

(D TOO «Fesenkov Astrophysical Institute», Almaty, Republic of Kazakhstan)

THE POLARIZATION OF YOUNG STARS AND INTERSTELLAR MAGNETIC FIELDS

Aims. To study an influence of galactic interstellar magnetic fields on the formation of circumstellar structures of the young stars

Method. Comparison of polarization parameters for the young stars with an orientation of circumstellar structures, the plane of Galaxy and orbital planes of binary systems.

Results. An influence of interstellar magnetic fields on the formation of circumstellar structures is discussed

Keywords: AeBe Herbig stars, polarization, magnetic field, circumstellar structures.

Поступила 2.09.2013г.

Л. Н. КНЯЗЕВА

(ДТОО «Астрофизический институт им. Фесенкова», Алматы, Республика Казахстан)

ПРОБЛЕМЫ ОЦЕНКИ ВОЗРАСТА СОЛНЕЧНЫХ АНАЛОГОВ

Аннотация

Цель. Оценить, насколько надежными являются имеющиеся оценки возраста звезд поля солнечного типа для дальнейшего выбора звезд, представляющих Солнце на разных стадиях его эволюции.

Методы. Сравнение возрастов звезд, полученных наиболее популярными методами для большого числа звезд поля солнечного типа.

Результаты. Точность оценок возраста, полученных наиболее популярными методами, недостаточна для выбора звезд, способных быть представителями Солнца на разных стадиях его эволюции.

Ключевые слова: Солнце: (активность, вращение), звезды: (хромосферная активность, фундаментальные параметры, поздние типы, солнечная масса, вращение).

Тірек сөздер: Күн: (белсенділік, айналуы), жұлдыздар: (хромосфералық белсенділік, іргелі параметрлер, жас түрлері (кәрі жұлдыздар), күннің массасы, айналу).

Keywords: Sun: (activity, rotation), stars: (activity, chromospheres, coronae, fundamental parameters, late-type, low-mass, rotation).

Возраст звезд – один из важных фундаментальных параметров, который обеспечивает изучение эволюции астрономических явлений со временем. Особый интерес к оценке точности возрастов карликов поля солнечного типа появился после обнаружения компаньонов планетной массы вокруг таких звезд. Поиск из наблюдений признаков жизни вне нашей солнечной системы также нуждается в надежной оценке звездных возрастов для того, чтобы подойти к пониманию биологической эволюции.

Солнце и его поведение со временем важны для нашей жизни, но само Солнце может открыть нам только маленькую часть своей истории, потому что мы наблюдаем его в течение краткого момента в его жизни. Чтобы понять прошлое и будущее Солнца, можно было бы выбрать звезды той же самой массы, эффективной температуры, но разного возраста и затем наблюдать диапазон их поведения. Но для этого нужно уметь точно оценить возраст звезд.

Хотя возраст отдельной звезды – одна из важных ее фундаментальных характеристик, к сожалению, его невозможно определить непосредственно из наблюдений. В течение несколько прошлых десятилетий было потрачено немало усилий, чтобы найти надежные методы определения возрастов звезд. Наиболее успешным из этих методов был изохронный метод, предложенный в [1] и существенно развитый в [2].

Изохроны – линии, вдоль которых расположены звезды разных масс, но одного возраста. Изохронные возрасты обычно вычисляются, сравнением положения звезды на наблюдаемой HR-диаграмме с набором соответствующих изохрон. Это наиболее теоретически обоснованный метод оценки звездного возраста, который полагается на наше современное понимание ядерной физики, внутренней звездной структуры и строение звездных атмосфер. Он может успешно использоваться для звездных скоплений, для которых известны возрасты точки поворота от или на главную последовательность и для звезд поля с известным расстоянием, которые находятся в стадиях эволюции до или после главной последовательности. Неточность в определении значений M_V , T_{eff} и $[Fe/H]$, полученных из наблюдений звезд, ведет к большим ошибкам в изохронных возрастах. Для звезд главной последовательности солнечного типа, даже при точных значениях расстояния и металличности, наблюдательная неуверенность в оценке положения звезды на диаграмме HR может быть достаточно большой, потому что они проводят большую часть своей жизни на главной последовательности. Ошибки в определении изохронных возрастов составляют в среднем $\sim 50\%$ [3].

Другим критерием для оценки возраста звезд поля приблизительно солнечной массы был R'_{HK} индекс, который измеряет хромосферную эмиссию в ядрах широких фотосферных линий поглощения Ca II H и K, нормализованную к основному фотосферному спектру. И хромосферная

эмиссия и вращение, как обнаружено из наблюдений, уменьшаются с возрастом. Используя наблюдения хромосферной эмиссии в звездах скоплений разного возраста, для которых имелись хорошо определенные возрасты, были выведены соотношения возраст-активность. Главное преимущество хромосферного метода состоит в том, что он не зависит от расстояния.

Но определение хромосферного возраста звезд осложняется естественной переменностью хромосферной эмиссии с фазой звездного вращения и звездным циклом. Эти изменения требуют повторных измерений хромосферной эмиссии от звезды по подходящей временной шкале, чтобы иметь уверенность том, что измеренный средний уровень дает хорошее представление хромосферной эмиссии для звезды в соответствующем возрасте. Неуверенность в хромосферных возрастах, сильно зависит от того, насколько хорошо контролируются циклы активности звезд. Двойственность и другие эффекты могут вызвать дополнительную переменность. Этот метод является наиболее подходящим для молодых звезд, когда уровень звездной активности достаточно высокий, и, несмотря на достаточно большие ошибки, связанные с ним, хромосферные возрасты рассматриваются в настоящее время как наиболее надежные для одиночных карликов поля.

Наша цель – сравнить оценки возраста для большого числа звезд подобных Солнцу, представленных в трех каталогах [4-6] и оценить возможность использования имеющихся определений возраста для выбора звезд – представителей Солнца на разных стадиях его эволюции.

В каталоге [4] представлены изохронные возрасты приблизительно для 13636 близких звезд. В каталоге [5] изохронные возрасты получены для 1040 F, G, и K близких звезд, которые наблюдались в рамках программ по поиску планет. В работе [6] получены оценки возраста для ~1200 F, G, K и M звезд главной последовательности, используя хромосферный метод и архивные спектры из проектов поиска планет.

Мы выбрали из этих каталогов общие для них звезды солнечного типа (поздние F, G и ранние K, ~700).

На рисунке 1 приводится результат сравнения изохронных возрастов для общих звезд из каталогов [4, 5]: $agenord$ [4], $ageval$ [5], прямая линия показывает соотношение 1:1.

Несмотря на то, что в обоих каталогах для определения возраста использовалась одна и та же методика, оценки возраста показывают систематическое различие, а именно возрасты, полученные в [4] систематически старше возрастов, полученных в [5].

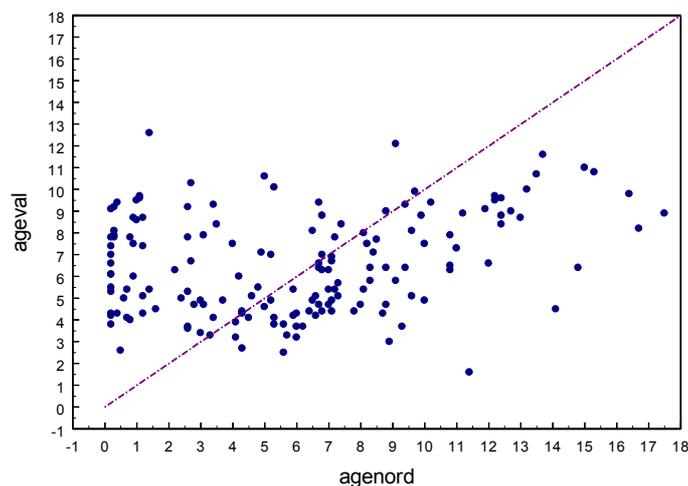


Рисунок 1 – Сравнение изохронных возрастов общих звезд из каталогов [4, 5]

Мы полагаем, что различия в первую очередь вызваны разными методами определения Тэфф. и $[Fe/H]$. В каталоге [4] эффективные температуры и обилие металлов для всех звезд программы были определены из фотометрической калибровки в системе $uvby$, а в каталоге [5] они оцениваются из спектроскопического анализа, используя спектры высокого разрешения.

Выполненное нами сравнение спектроскопических и фотометрических определений эффективной температуры и обилия железа для 100 G-K звезд показало, что фотометрические определения дают систематически более низкие температуры и более низкое обилие, и даже сами фотометрические калибровки между собой не очень хорошо согласуются [7].

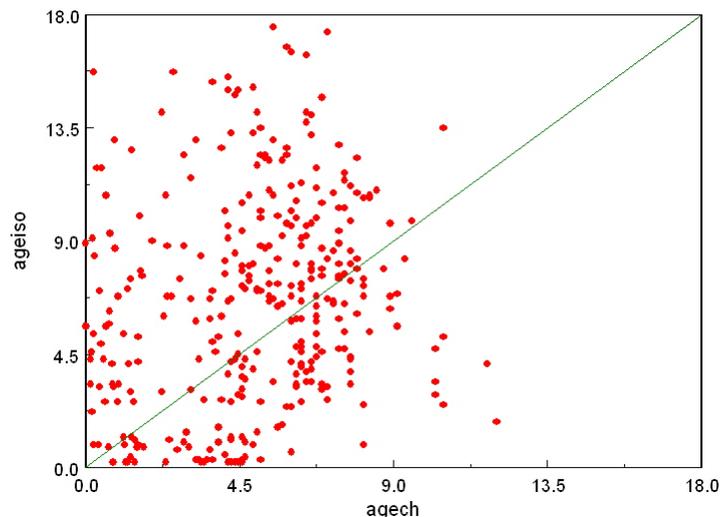


Рисунок 2 – Связь между изохронными и хромосферными возрастными для всех выбранных звезд, прямая линия показывает соотношение 1:1

На рисунке 2 мы приводим сравнение хромосферных [6] (*agech*) и изохронных возрастов из [5] (*ageiso*).

Рисунок 2 свидетельствует о неудовлетворительном согласии возрастов звезд, выведенных двумя разными методами. Хорошо видно, что оценки возрастов, полученные из изохрон, систематически старше возрастов, найденных из хромосферной активности.

Точность оценок возраста звезд наиболее популярными методами недостаточна для выбора звезд солнечной массы, но разных возрастов для изучения поведения Солнца на разных стадиях его эволюции.

Но ситуация не безнадежная, так как продолжается поиск звездных свойств тесно связанных с возрастом. Одним из таких свойств является звездное вращение, которое, как полагают, вместе со звездной массой прямо или косвенно ответственно за наблюдаемое изменение других индикаторов активности. Вращение не зависит от расстояния и, как известно, изменяется систематически даже на главной последовательности. Особенности звездного вращения – его предсказуемость, измеримость и простота – могут использоваться для оценки возраста звезд. Но пока вращение очень трудно измерить непосредственно, особенно для медленно вращающихся звезд. Большинство скоростей вращения в литературе – фактически измерения $v \sin i$, полученные из спектроскопических наблюдений.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Sandage, A. The Ages of M67, NGC 188, M3, M5, and M13 According to Hoyle's 1959 Models // *ApJ*. – 1962. – Vol. 135. – P. 349.
- 2 Demarque P.R., Larson R.B. The Age of Galactic Cluster NGC 188 // *ApJ*. – 1964. – Vol. 140. – P. 544.
- 3 Saffe C., Gómez M., Chavero C. On the ages of exoplanet host stars // *Astron. and Astrophys.* – 2005. – Vol. 443. – P. 609.
- 4 Nordstrom B. et al. The Geneva-Copenhagen survey of the Solar neighbourhood. Ages, metallicities, and kinematic properties of ~14 000 F and G dwarfs // *On-line Data Catalog*: Vol. 117A.
- 5 Valenti J.A., Fischer D.A. Spectroscopic Properties of Cool Stars (SPOCS). I. 1040 F, G and K Dwarfs from Keck, Lick, and AAT Planet Search Programs // *ApJS*. – 2005. Vol. 159. – P. 141.
- 6 Wright J.T. et al. Chromospheric Ca II Emission in Nearby F, G, K, and M Stars // *ApJS*. – 2004. – Vol. 152. – P. 261.
- 7 Knyazeva L. N. The question of the abundance of metals in stars with planets // *Astron. and Astrophys. Trans.* – Vol. 24. – P. 335.

Резюме

Л. Н. Князева

(«Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан Республикасы)

КҮНГЕ ҰҚСАС ЖҰЛДЫЗДАРДЫҢ ЖАСТАРЫН ЕСЕПТЕУДІҢ МӘСЕЛЕЛЕРІ

Мақсаты. Күн эволюциясының әртүрлі сатысындағы оны сипаттайтын – болашақта күн тәрізді жұлдызды таңдау үшін жұлдыздардың жасы анықталған, бар мәліметтердің қаншалықты нақты болатындығын есептеу.

Әдісі. Күн тәрізді көптеген жұлдыздардың өрістері үшін, танымал әдістердің бірі, жұлдыздардың жасын салыстыру әдісі алынған.

Нәтижелері. Танымал әдістердің бірі, жасты бағалау дәлдігі, Күннің әртүрлі даму сатысында таныстыратын жұлдыздарды таңдау үшін, бұл әдіс жеткілікті емес.

Тірек сөздер: Күн: (белсенділік, айналуы), жұлдыздар: (хромосфералық белсенділік, іргелі параметрлер, жас түрлері (кәрі жұлдыздар), күннің массасы, айналу).

Summary

L. N. Knyazeva

(DТОО «Fesenkov Astrophysical Institute», Almaty, Republic of Kazakhstan)

THE PROBLEMS OF THE AGE ESTIMATION OF THE SOLAR ANALOGUES

Aim. To estimate the reliability of the available values of the stellar ages, presented in the main catalogues, in order to choose the stars, which can represent the Sun at different stages of its evolution.

Methods. The comparison of the stellar ages, obtained by the most popular methods for a large number of field stars of the solar type.

Results. The accuracy of estimates of the stellar ages obtained by the most popular methods is insufficient for choosing the stars representing the Sun at the different stages of its evolution.

Keywords: Sun: (activity, rotation), stars: (activity, chromospheres, coronae, fundamental parameters, late-type, low-mass, rotation).

Поступила 2.09.2013г.

УДК 524.5

Л. И. ШЕСТАКОВА, Б. И. ДЕМЧЕНКО

(ДТОО «Астрофизический институт им. Фесенкова», Алматы, Республика Казахстан)

**ОРБИТАЛЬНАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ
В ОБЛАСТИ СУБЛИМАЦИИ ОКОЛО ЗВЕЗДЫ СОЛНЕЧНОГО ТИПА**

Аннотация

Цель. Исследование орбитальной эволюции силикатных пылевых частиц из базальта и вулканического стекла в процессе испарения. Сравнение результатов для Солнца с реальным распределением энергии в спектре и звезды – солнечного аналога с модельным распределением согласно функции Планка с $T_{\text{eff}} = 5779\text{K}$.

Методы исследований. Численное моделирование. Расчеты температуры пылевых частиц основаны на решении уравнения теплового баланса в соответствии с их материалом, размерами и расстоянием от Солнца. Использована теория Ми для однородных сферических частиц. Выбраны два сорта силикатов с разными

индексами рефракции: базальт со средними абсорбционными свойствами и вулканическое стекло, слабо поглощающее свет (р-обсидиан). Учитывалось влияние давления радиации и солнечного ветра, а также эффектов торможения Пойнтинга-Робертсона на динамику пыли.

Область применения. Эволюция звезд солнечного типа с газопылевыми дисками.

Результаты и выводы. Температурный режим пыли отличается от режима абсолютно черного тела и сильно зависит от размера частиц и материала, из которого они состоят. Показано, что на расстояниях до 2.2 солнечных радиусов, околосолнечная пыль в виде облака твердых частиц существовать не может, так как степень ее нагрева солнечным излучением превосходит температуру плавления силикатов всех типов. Максимальную температуру имеют частицы промежуточных размеров радиусами около 0.05-0.5 мкм.

Радиационное давление оказывает сильное селективное воздействие на пылинки, как по размерам частиц, так и по типу материала. Максимальное давление радиации испытывают частицы радиусами 0.15-0.3 мкм.

Получено, что граница области сублимации рассмотренных силикатов для солнечного аналога в 1.5-2 раза дальше, чем для реального Солнца, что свидетельствует о сильной зависимости результатов от принятой модели распределения энергии в спектре Солнца.

Независимо от модели, обсидиановые частицы радиусами 0.15-0.4 мкм покидают Солнечную систему после отрыва от родительского тела, остальные частицы полностью испаряются. Модельная зависимость для базальтовых частиц проявляется не только в виде сдвига границы полного испарения, а даже в финальной «судьбе» частиц.

Базальтовые частицы с радиусами 0,15-0,5 мкм в модели Солнце-звезда покидают Солнечную систему, также как и частицы р-обсидиана, остальные частицы полностью испаряются. В модели реального Солнца все базальтовые частицы радиусами больше 0.15 мкм покидают Солнечную систему.

Аппроксимация спектра звезды функцией Планка приемлема лишь для частиц со слабыми абсорбционными свойствами типа вулканического стекла, для сильно поглощающих пылевых частиц такое приближение следует применять с осторожностью.

Ключевые слова: пылевые частицы, орбитальная эволюция, сублимация пыли, звезды солнечного типа, околозвездный диск.

Тірек сөздер: тозаңды бөлшектер, орбиталық эволюция, тозаңның сублимациялануы, күн тәрізді жұлдыздар, жұлдыз маңындағы дөңгелек (дискі).

Keywords: dust grains, orbital evolution, dust grain sublimation, solar type stars, circumstellar disk.

Введение. Область сублимации пыли около Солнца интересна тем, что там происходят многие процессы, связанные с взаимодействием и обменом веществом между солнечной короной и окружающим зодиакальным пылевым облаком. Сюда же попадают так называемые «солнцескребущие» кометы, обильно рассыпающие свое вещество, которое частью падает на Солнце, а частью гонится световым давлением прочь от Солнца. Эта область пока недоступна для наблюдений в полном объеме из-за близости яркого солнечного диска. Наземные наблюдения этой области, так называемой пылевой или F-короны, крайне редки, поскольку они становятся возможными только во время полных солнечных затмений, когда фон неба значительно ослаблен.

Кроме оптических наблюдений, во 2-й половине 20-го столетия проведены наблюдения пылевой короны в инфракрасном диапазоне как наземные, так и с помощью ракет. Эти наблюдения позволили обнаружить области повышенной концентрации пыли на некоторых расстояниях от Солнца. Наблюдения Lena et al., 1974 [1] в среднем ИК диапазоне спектра на $\lambda = 8 \div 13$ мкм показали высокий общий уровень интенсивности существенно выше, чем в ближней ИК области. Этот факт был объяснен избытком концентрации малых силикатных частиц в F-короне.

С помощью недавних космических экспериментов COBE/DIRBE в инфракрасном диапазоне спектра была исследована структура межпланетного пылевого облака и получена его модель [2, 3]. Эти наблюдения были ориентированы на исследования слабого фона неба на больших расстояниях от Солнца.

Для анализа орбитальной эволюции пылевых частиц вблизи звезд различных спектральных классов помимо сил гравитации требуется учет большого количества других факторов, которые зависят от распределения энергии в спектре звезды, материала частиц, их размеров, температуры нагрева и т.д.

С появлением новых данных об индексах рефракции различных материалов в большом интервале длин волн появилась возможность рассчитать по теории Ми эмиссионные спектры этих материалов для различных температур (Т) и размеров частиц (s). Были рассчитаны распределения

температуры пылевых частиц с использованием реального спектра Солнца [4], проведены первые численные расчеты орбит частиц в околосолнечной области сублимации [5-8], а также рассчитаны температуры и световое давление в зависимости от размеров частиц и их расстояний для нескольких звезд [9]. Все подобные работы указывают на наличие области, где спиральное движение частиц внутрь по направлению к Солнцу в соответствии законом Пойнтинга-Робертсона прекращается и начинается движение наружу, прочь от Солнца.

Распределение энергии в солнечном спектре изучено достаточно хорошо на большом интервале длин волн. Для подавляющего большинства звезд это не так, и в расчетах приходится использовать модель абсолютно черного тела. Поэтому возникает вопрос о пределах применимости такого упрощенного подхода.

Настоящая работа посвящена сравнительному анализу расчетов орбитальной эволюции пылевых частиц в околосолнечной области для реального распределения энергии в солнечном спектре [10] и для солнечного аналога с распределением энергии согласно функции Планка:

$$B(\lambda, T) = \frac{C_1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda \cdot T}\right) - 1},$$

где λ – длина волны, $T = T_{eff} = 5779\text{K}$ – эффективная температура фотосферы в $^{\circ}\text{K}$ согласно [10], C_1, C_2 – радиационные постоянные.

Выбраны силикатные материалы: полупрозрачное слабо поглощающее вулканическое стекло (р-обсидиан) и базальт, обладающий средними абсорбционными свойствами.

Модельные предположения. Расчеты орбитальной эволюции проведены с учетом испарения пылевых частиц. Темп сублимации (испарения) зависит от температуры нагрева пылевых частиц (гранул) в космическом пространстве в зависимости от радиусов пылинок, материала, из которого они состоят, и расстояния до Солнца. Все практически важные параметры, характеризующие взаимодействие сферических пылевых частиц с излучением, рассчитываются по теории Ми [11, 12]. Учитывалось влияние радиационного (светового) давления на пылевые частицы, давление солнечного ветра, а также эффектов торможения Пойнтинга-Робертсона на динамику пыли. При этом предполагается, что пылевые гранулы нагреты изотермично, сублимируют изотропно, реактивная сила отсутствует. Кроме того, мы пренебрегаем влиянием планет, столкновениями между гранулами и считаем их электрически нейтральными. Предполагается, что пылинки имеют форму шара и однородны по составу. Проанализирован диапазон радиусов частиц базальта и р-обсидиана (s) от 0.01 до 100 мкм.

Исходные данные. Таблицы по распределению энергии в солнечном спектре для интервала длин волн λ от $\lambda_1 = 0.0075$ мкм до $\lambda_2 = 50$ мкм, взятые из книги Макаровой и др. [10], переведены в единую систему единиц дж/(сек·м²·мкм·ср). В этих же пределах взяты таблицы комплексных индексов рефракции выбранных материалов: $m(\lambda) = n(\lambda) + ik(\lambda)$ с добавлением экстраполированных величин со стороны ультрафиолета [13,14]. По нашим оценкам, вклад двух неучитываемых интервалов $(0, \lambda_1)$ и (λ_2, ∞) во всех практически важных случаях менее 2%.

Параметры n, k – это входные параметры теории Ми, они зависят от длины волны λ и типа вещества, обычно задаются в табличном виде, для каждого вещества отдельно. В теории Ми широко используется алгебра комплексных чисел. Однако все практически важные параметры, характеризующие взаимодействие пылевых частиц с излучением, в том числе эффективные факторы поглощения (Q_{abs}) и светового давления (Q_{pre}) имеют вещественные значения.

Плотность вещества пылинки $\delta = 2.5$ г/см³. Молекулярный вес M_g для вещества принят равным 67.

Типичные параметры солнечного ветра взяты по двухжидкостной модели, полученной по результатам многолетних наблюдений [15] в интервале расстояний от 2 до 270 солнечных радиусов с учетом радиальной и тангенциальной составляющих скорости солнечного ветра. Область коротации солнечного ветра находится внутри 10 солнечных радиусов.

Все расчетные программы написаны на языке 'C' в среде TURBO-C++, отлаживались под управлением операционной системы WINDOWS-XP.

Расчеты теплового баланса. Для расчета температуры пылинки используется естественное физическое условие для теплового равновесия, то есть поглощаемая энергия должна быть равна излучаемой энергии:

$$E_{abs} = \Omega \cdot s^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} Q_{abs}(\lambda, m, s) \cdot F(\lambda) d\lambda = E_{rad} = 4\pi \cdot s^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} Q_{abs}(\lambda, m, s) \cdot B(\lambda, T) d\lambda, \quad (1)$$

где E_{abs} – энергия, поглощаемая частицей в интервале длин волн (λ_1, λ_2) , $\Omega = 2\pi(1 - \sqrt{1 - r_{sun}^2 / r^2})$ – телесный угол солнечного диска, измеренный с расстояния r . r_{sun} – радиус Солнца. Для $r \gg r_{sun}$ телесный угол $\Omega = \pi r_{sun}^2 / r^2$. $F(\lambda)$ – реальное распределение энергии в солнечном спектре в единицах дж/(сек·м²·мкм·ср), E_{rad} – излучаемая энергия, $B(\lambda, T)$ – распределение энергии в спектре излучения пылинки с температурой T . Для модельных расчетов в чернотельном приближении в этой и других формулах вместо $F(\lambda)$ подставляется функция Планка с $B(\lambda, T_{eff})$ с $T_{eff} = 5779$ К.

Фактор $Q_{abs}(\lambda, s, m)$ входит как в левую, так и в правую части равенства (1). Это означает, что эффективность поглощения падающего излучения на длине волны λ такая же, что и эффективность излучения на этой же длине волны.

Предположим теперь, что гранула представляет собой абсолютно черное тело, то есть $Q_{abs} = 1$. Для больших расстояний ($r > 10r_{sun}$) из формулы (1) можно получить температуру пылинки в зависимости от расстояния до Солнца в приближении абсолютно черного тела: $T = T_{eff}(r_{sun}/2r)^{1/2}$. В результате численных расчетов получаются значения температур нагрева частиц в зависимости от материала, радиуса и расстояния до Солнца.

На рисунке 1 представлены результаты расчетов температуры частиц на расстоянии $10r_{sun}$ в зависимости от их радиусов s . Вызывает удивление, что вблизи радиусов частиц около 0.1 мкм их температуры могут превышать температуру черного тела. Такие результаты – следствие волновой природы света, когда эффективное сечение частиц превосходит геометрические размеры. На рисунке 2 показан ход температуры в зависимости от расстояния для частиц, размеры которых (рисунок 1) показывают самое сильное отклонение от чернотельного приближения. Характер зависимости не соответствует чернотельному закону: $T \sim (1/r)^{1/2}$. На близких расстояниях температура даже слабо поглощающих частиц р-обсидиана превосходит температуру черного тела.

Более низкие температуры нагрева пылевых частиц реальным Солнцем объясняются обилием в солнечном спектре линий поглощения в этом же диапазоне длин волн, где эффективный фактор поглощения Q_{abs} максимален для малых частиц. С увеличением размеров частиц температуры стремятся к чернотельным, эффекты дифракции убывают и сечение частиц может сводиться к геометрической оптике, то есть к тривиальному значению площади сечения: πs^2 .

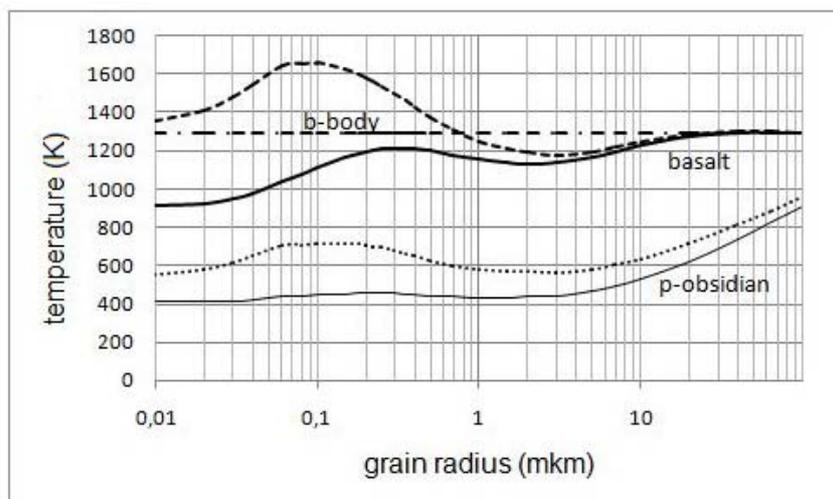


Рисунок 1 – Температуры частиц из базальта и р-обсидиана на расстоянии $10r_{sun}$.

Сплошные линии – реальное Солнце. Пунктирная и точечная кривые – расчеты для солнечного аналога с эффективной температурой $T_{eff} = 5779$ К. Прямая b-body – черное тело

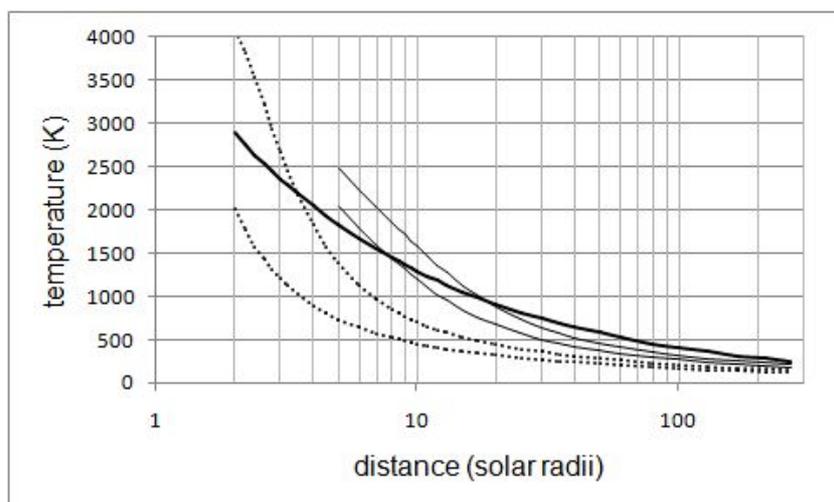


Рисунок 2 – Температура частиц радиусами 0.2 мкм в зависимости от расстояния до Солнца. Жирная линия – абсолютно черное тело. Две тонкие линии – базальт, точечные линии – р-обсидиан. В каждой паре нижняя кривая – реальное Солнце, верхняя кривая – солнечный аналог

Расчеты светового давления. Расчет среднего фактора радиационного давления $Q_{pr} = \langle Q_{pre} \rangle$ и отношения силы давления к силе тяготения $\beta = F_{pre}/F_{grav}$ проводится в зависимости от материала и радиуса пылинки. Эти параметры не зависят от расстояния до Солнца.

Расчетные формулы имеют вид:

$$Q_{pr}(s, m) = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} Q_{pre}(\lambda, s, m) \cdot F(\lambda) \cdot d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F(\lambda) \cdot d\lambda}, \quad \beta(s, m) = \frac{F_{pre}}{F_{grav}} = \frac{3 \cdot Q_{pr}(s, m) \cdot L_{sun}}{16\pi \cdot c \cdot \mu_{sun} \cdot \delta \cdot s}, \quad (2)$$

где $Q_{pre}(\lambda, s, m)$ – эффективный спектральный фактор давления, рассчитанный по теории Ми, $m = n + ik$ – комплексный индекс рефракции, $F(\lambda)$ – излучение Солнца, L_{sun} – полная светимость Солнца, $\mu_{sun} = \mu = G \cdot M$ – гравитационный параметр Солнца, G – гравитационная постоянная, M – масса Солнца, c – скорость света, δ – плотность вещества.

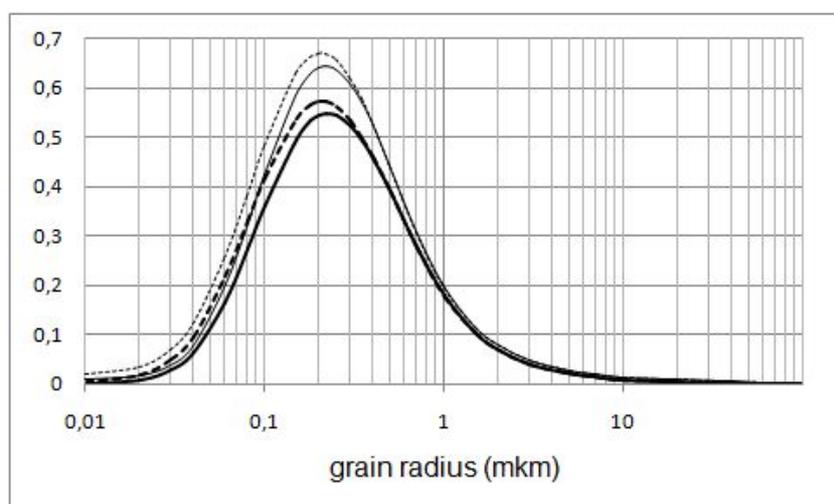


Рисунок 3 – Отношение давления радиации к силе тяготения β для частиц р-обсидиана (жирные линии) и базальта (тонкие линии). В каждой паре верхние штриховые линии – солнечный аналог, нижние сплошные – реальное солнце

Максимум светового давления приходится на частицы радиусами 0.2 мкм, которые сильнее других подвержены действию солнечной радиации.

Алгоритм расчета орбитальной эволюции. Расчет орбитальной эволюции пылевых частиц основан на численном интегрировании системы дифференциальных уравнений:

$$\dot{r} = r\dot{\varphi}^2 - \frac{\mu}{r^2} \cdot \left(1 - \beta - \beta' \cdot \frac{V_{wr} - \dot{r}}{U} \right) \quad (3)$$

$$\ddot{\varphi} = -\frac{1}{r^2} \cdot \left[2r \cdot \dot{r} \dot{\varphi} + \alpha \cdot \dot{\varphi} \cdot \left(1 + \frac{r_{sun}^2}{2r^2} \right) + \alpha' \cdot \left(\dot{\varphi} - \frac{V_{w\tau}}{r} \right) \right] \quad (4)$$

$$\dot{s} = \frac{0.0408}{\delta} \cdot P \cdot \sqrt{\frac{M_g}{T}} \quad (5)$$

Для вычисления давления насыщенных паров P служит формула [5, 6]:

$\lg(P) = 10.915 - 24928.3/T$, где P выражено в торах (1 тор = 1 мм рт.ст.). В уравнении (5) давление P выражено в торах, а плотность δ выражено в г/см³, \dot{s} в см/сек. Приняты следующие обозначения:

$\dot{r} = dr/dt$ – скорость изменения r со временем; $\ddot{r} = d^2r/dt^2$ – ускорение; φ – угол поворота вектора \vec{r} ; $\dot{\varphi} = d\varphi/dt$ – угловая скорость изменения φ со временем; $\ddot{\varphi} = d^2\varphi/dt^2$ – угловое ускорение; \dot{M} – потеря массы Солнца; $\dot{s} = ds/dt$ – скорость изменения радиуса частицы s со временем; $\alpha = \beta \cdot \mu/c$; $\alpha' = \beta' \cdot \mu/U = 3\dot{M}/(16\pi \cdot s \cdot \delta) \cdot U/V_{wr}$; M_g – молекулярный вес материала частицы; V_{wr} – радиальная и $V_{w\tau}$ – тангенциальная составляющая скорости солнечного ветра; $U = \sqrt{V_{wr}^2 + V_{w\tau}^2}$ – модуль скорости звездного ветра; $\beta' = \frac{3\dot{M} \cdot U^2}{16\pi \cdot \mu \cdot s \cdot \delta \cdot V_{wr}}$ – аналог β , отношение

силы давления солнечного ветра к силе гравитации.

Результаты расчетов орбитальной эволюции. Орбитальная эволюция частиц рассчитана для ряда начальных радиусов частиц s_0 от 0.02 мкм до 100 мкм и различных стартовых расстояний r_0 вблизи зоны сублимации. Предполагается, что частица срывается с родительского тела, движущегося по круговой орбите. Испарение рассчитывалось до финального радиуса $s_{fin}=0.01$ мкм, предельное удаление от Солнца, где расчет прерывается: $r_{fin} = 270r_{sun}$. Расчет проводился для реального излучения Солнца [10] и для распределения энергии в солнечном спектре согласно функции Планка с $T=5779K$ (солнце-звезда).

Результаты представлены в таблицах 1 и 2 через дробь Солнце/звезда.

Таблица 1 – P-обсидиан. Солнце/звезда

Стартовый радиус	Конечный радиус	Стартовое расст.	Конечное расст.	Начальная темп.	Конечная темп.	Время	Число оборотов
s_0 (мкм)	s_{fin} (мкм)	r_0 (r_{sun})	r_{fin} (r_{sun})	T_0 (K)	T_{fin} (K)	t(days)	φ (n)
0.02/0.02	0.01/0.01	3/5	2.33/3.88	1007/1042	1357/1273	3.1/9.3	6.06/8.2
0.1/0.1	0.01/0.01	4/6	2.18/3.59	868/1155	1472/1390	127.5/1.3	58.9/0.74
0.15/0.15	0.15/0.01	4/5	270/3.91	891/1415	119/1257	68.7/37.8	0.472/12.6
0.15/0.15	0.15/0.15	4/6	270/270	891/1153	119/150	68.7/33.7	0.472/0.403
0.2/0.2	0.01/0.01	2.5/4.8	2.27/3.82	1501/1462	1401/1294	6.7/10.2	4.14/8.06
0.2/0.2	0.184/0.182	2.6/5	270/270	1426/1385	119/150	25.9/26.3	0.411/0.38
0.3/0.3	0.3/0.3	4/5	270/270	893/1310	119/147	34.8/33.0	0.422/0.41
0.4/0.4	0.01/0.32	4/5	2.16/270	876/1228	1491/146	654/728	105.7/24.5
-/0.5	-/0.107	-/5	-/4.49	-/1171	-/1614	-/305	-/42
1.0/1.0	0.01/0.32	4/5	2.18/3.98	810/1048	1470/1820	217.9/216	215.1/126
10/10	0.01/0.486	4/5	2.18/3.84	1114/1145	1470/1691	1392/1648	1847/1454

Выводы по таблице 1.

1. Частицы в интервале радиусов от 0.15 и до 0.3 мкм покидают Солнечную систему, если они отрываются от родительских тел вне области сублимации. Для солнца-звезды этот интервал продлевается до 0.4 мкм.

2. Частицы как больших, так и меньших размеров испаряются при приближении к Солнцу.

3. Область полного испарения частиц для реального Солнца находится на расстоянии $(2.1-2.3)r_{\text{sun}}$, а для Солнца-звезды на расстоянии $(3.6-4.5)r_{\text{sun}}$.

4. Критические стартовые расстояния, вблизи которых «судьба» частиц резко изменяется, исследованы на примере частиц радиусами 0.2 мкм (рисунок 1). При старте с расстояния $2.5r_{\text{sun}}$ частицы испаряются, а стартовые с $2.6r_{\text{sun}}$ успевают вырваться из зоны сублимации наружу. Для солнца-звезды критические расстояния находятся дальше: $4.8r_{\text{sun}}$ и $5.0r_{\text{sun}}$ соответственно.

Таблица 2 – Базальт. Солнце/звезда

Стартовый радиус	Конечный радиус	Стартовое расст.	Конечное расст.	Начальная темп.	Конечная темп.	Время	Число оборотов
$s_0(\text{мкм})$	$s_{\text{fin}}(\text{мкм})$	$r_0(r_{\text{sun}})$	$r_{\text{fin}}(r_{\text{sun}})$	$T_0(\text{K})$	$T_{\text{fin}}(\text{K})$	$t(\text{days})$	$\varphi(n)$
0.02/0.02	0.01/0.01	9/13	7.06/11.08	1017/1118	1245/1237	33.8/51.7	12.41/9.88
-/0.05	-/0.01	-/14	-/11.03	-/1194	-/1242	-/196.8	-/270.1496
0.1/0.1	0.01/0.099	9/14	6.84/270	1220/1252	1283/211	458/84.5	40.1/0.464
0.15/0.15	0.149/0.15	9/14	270/270	1281/1230	181/210	30.7/31.4	0.36/0.33
0.2/0.2	0.123/0.155	8/12	270/270	1446/1366	179/210	55.6/29.0	0.435/0.33
0.2/0.2	0.01/0.01	7.5/11	6.74/10.66	1527/1468	1302/1281	14.5/3.8	4.9/0.84
0.5/0.5	0.44/0.40	9/13	270/270	1303/1120	185/201	614/4959	6.49/93.5
-/0.6	-/0.33	-/13	-/270	-/1090	-/203	-/2691	-/123.4
-/0.7	-/0.01	-/13	-/10.4	-/1067	-/1309	-/1973	-/154.4
1.0/1.0	0.42/0.20	8/13	270/9.72	1361/1021	185/1694	89.2/ 1884	5.45/258
1.0/1.0	0.01/0.01	7.5/12	6.79/10.42	1428/1087	1293/1308	23.8/1300	6.08/186.4
10.0/10.0	0.325/0.30	7.5/10	270/9.06	1456/1244	185/1728	152/2953	35.4/841

Выводы по таблице 2.

1. В случае реального Солнца все частицы радиусами от 0.15 мкм и больше покидают Солнечную систему, если они отрываются от родительских тел вне области сублимации. Частицы меньших размеров падают на Солнце.

2. Для солнца-звезды интервал «убегающих» частиц заключен между 0.15 и 0.6 мкм. Частицы как больших, так и меньших размеров испаряются в области сублимации.

3. Область полного испарения частиц для реального Солнца находится на расстоянии $(6.7-7.1)r_{\text{sun}}$, а для Солнца-звезды на расстоянии $(9.0-11.1)r_{\text{sun}}$.

5. Критические стартовые расстояния исследованы на примере частиц радиусами 0.2 мкм. При старте с расстояния $7.5r_{\text{sun}}$ частицы испаряются, а стартовые с $8.0r_{\text{sun}}$ успевают вырваться из зоны сублимации. Для солнца-звезды критические стартовые расстояния: $11.0 r_{\text{sun}}$ и $12.0r_{\text{sun}}$ соответственно.

Принципиальное различие поведения базальтовых частиц от частиц р-обсидиана состоит в том, что при замене реального распределения энергии в спектре Солнца на энергетически эквивалентное, представляемое функцией Планка с $T = 5779\text{K}$ (солнце-звезда), «судьба» частиц изменяется. Все крупные частицы радиусами $s \geq 0.15$ мкм покидают солнечную систему под действием светового давления реального Солнца. Зона сублимации около солнца-звезды располагается на более далеком расстоянии и имеет большую ширину. При увеличении расстояния скорость орбитального движения становится меньше и, по-видимому, частицы не успевают вылететь из более широкой «горячей» зоны и полностью испаряются.

Расчеты для базальта, выполненные с $\delta = 2.7 \text{ г/см}^3$, результатов практически не меняют. Основное отличие состоит в том, что радиус «убегающих» частиц для солнца-звезды ограничивается сверху величиной 0.5 мкм вместо 0.6 мкм.

На рисунках 4 и 5 приведены примеры орбитальной эволюции частиц, стартующих с круговых орбит. На рисунке 4 продемонстрировано поведение р-обсидиановых частиц в зависимости от стартового расстояния вблизи зоны сублимации. Частица с исходным радиусом 0.2 мкм после старта на $2.5r_{\text{sun}}$ вылетает на высокоэллиптическую орбиту до $\approx 17r_{\text{sun}}$, затем, после 3-х оборотов вблизи стартового расстояния, полностью испаряется. Такая же частица, оторвавшаяся от родительского тела с круговой орбиты на расстоянии $2.6r_{\text{sun}}$, сразу удаляется из околосолнечной области, не сделав ни одного оборота.

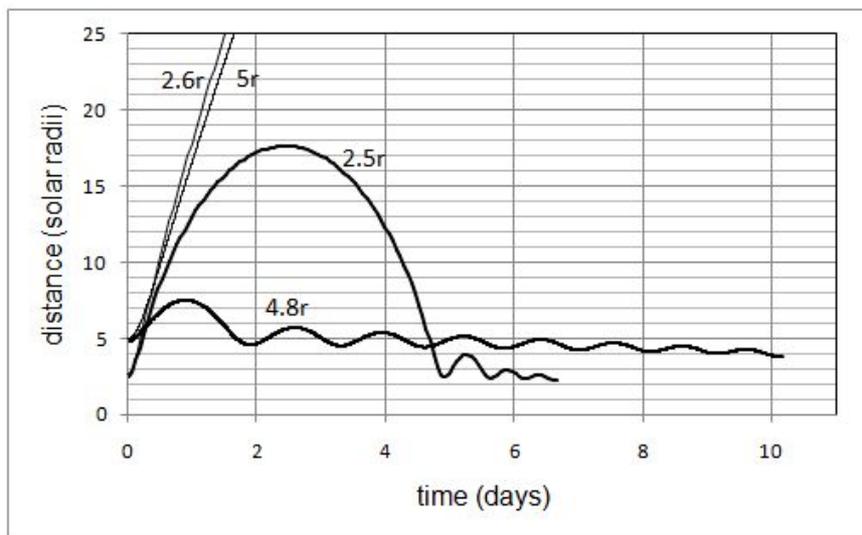


Рисунок 4 – Орбитальная эволюция р-обсидиановых частиц радиусом 0.2 мкм. Около кривых указаны стартовые расстояния в солнечных радиусах: 2.5r и 2.6r – реальное Солнце, 4.8r и 5r – солнце-звезда. Жирные линии – частицы испаряются, тонкие линии – частицы улетают

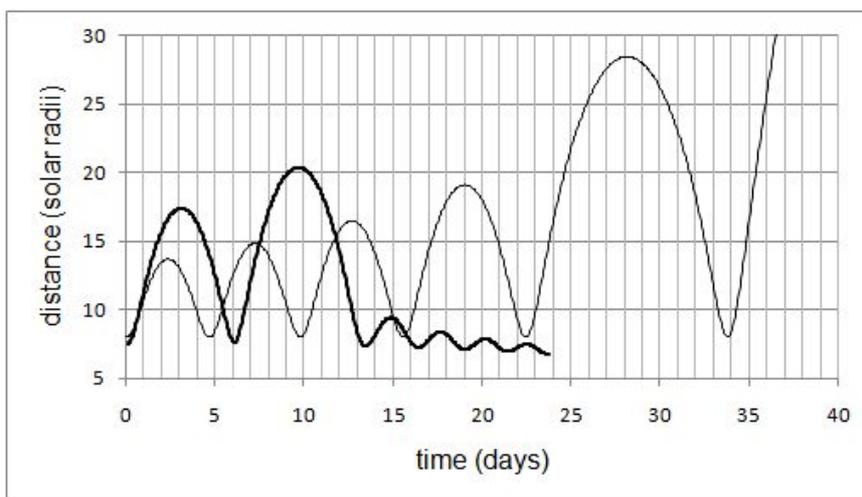


Рисунок 5 – Орбитальная эволюция базальтовых частиц радиусом 1 мкм для реального Солнца. Жирная кривая – старт с $7.5 r_{\text{sun}}$, частица испаряется. Тонкая линия – старт с $8 r_{\text{sun}}$, частица улетает

На рисунке 5 показана орбитальная эволюция базальтовых частиц с исходным радиусом 1 мкм вблизи зоны сублимации реального Солнца. После выхода на высокоэллиптическую орбиту частица либо полностью испаряется при старте с $4.8r_{\text{sun}}$, либо покидает околосолнечную область, если стартует на расстоянии $5r_{\text{sun}}$.

Частицы, срывающиеся с кометных тел, то есть такие, которые движутся по параболическим орбитам, покидают солнечную систему независимо от их размеров, если стартовое расстояние для них превышает радиус зоны сублимации.

Заключительные замечания.

1. Орбитальная эволюция пылевых частиц вблизи области сублимации сильно зависит от материала частиц и принятой модели распределения энергии в спектре источника (Солнца, звезды). Так, «судьба» базальтовых частиц меняется в зависимости от модели. Все крупные частицы радиусами $s \geq 0.15$ мкм покидают солнечную систему под действием светового давления реального Солнца, а около Солнца – звезды частицы радиусами $s \geq 0.6$ мкм полностью испаряются.

4. Для реального Солнца граница полного испарения пылевых частиц из вулканического стекла (р-обсидиана) находится на расстоянии $r = (2.1-2.3)r_{\text{sun}}$. Для Солнца – звезды с Планковским распределением энергии в спектре ($T_{\text{eff}} = 5779\text{K}$) эта граница находится значительно дальше: $r \approx 3.6-4.5 r_{\text{sun}}$. Базальтовые частицы испаряются на расстояниях $(6.7-7.1)r_{\text{sun}}$ и $(9.0-11.1)r_{\text{sun}}$ соответственно.

2. Частицы астероидного происхождения или срывающиеся с крупных метеороидов, движущихся по круговым орбитам, по мере испарения могут выходить на высокоэллиптические орбиты до $r \approx 50 r_{\text{sun}}$.

3. Частицы с радиусами, близкими к максимуму светового давления ($s = 0.15-0.4$ мкм), покидают солнечную систему даже с круговых начальных орбит.

4. Частицы, размеры которых меньше 0.15 мкм, приближаются к Солнцу по спирали в соответствии с законом торможения Пойнтинга-Робертсона без выхода на высокоэллиптические орбиты. В этом случае, когда световое давление падает, возрастает роль давления солнечного ветра.

5. Кометные частицы, срывающиеся с квази-параболической орбиты за пределами зоны испарения, покидают солнечную систему.

Основной вывод, вытекающий из сравнения орбитальной эволюции пылевых частиц для реального Солнца и солнца-звезды следующий: аппроксимация спектра звезды функцией Планка приемлема лишь для частиц со слабыми абсорбционными свойствами типа вулканического стекла, для сильно поглощающих пылевых частиц такое приближение следует применять с осторожностью.

Работа выполнена по проекту грантового финансирования 0174/ГФ Комитета науки МОН РК.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Lena P., Hall D., Soufflot A., Viala Y. The thermal emission of the dust corona, during the eclipse of June 30, 1973. II – Photometric and spectral observations // *Astron. Astrophys.* – 1974. – Vol. 37. – P. 81-86.
- 2 Reach W.T., Franz B.A., Weiland J.L. The Three-Dimensional Structure of the Zodiacal Dust Bands // *Icarus.* – 1997. – Vol. 127. – P. 461-484.
- 3 Kelsall T. et al. The COBE Diffuse Infrared Background Experiment Search for the Cosmic Infrared Background: II. Model of the Interplanetary Dust Cloud // *Astrophys. J.* – 1998. – Vol. 508. – P. 44-73.
- 4 Roser S., Staude H.J. The Zodiacal light from 1500 °A to 60 micron // *Astron. Astrophys.* – 1978. – Vol. 67. – P. 381-394.
- 5 Lamy P.L. The Dynamics of Circum-solar Dust Grains // *Astron. Astrophys.* – 1974a. – Vol. 33. – P. 191-194.
- 6 Lamy P.L. Interaction of interplanetary dust grains with the solar radiation field // *Astron. Astrophys.* – 1974b. – Vol. 35. – P. 197-207.
- 7 Mikai T., Yamamoto T., Hasegawa A., Fujiwara A., Koike C. On the circumsolar grain materials // *Publications of the Astronomical Society of Japan.* – 1974. – Vol. 26. – P. 445-458.
- 8 Mikai T., Yamamoto T. A Model of the Circumsolar Dust Cloud // *Publications of the Astronomical Society of Japan.* – 1979. – Vol. 31. – P. 585-596.
- 9 Lamy P.L., Perrin J.-M. Circumstellar grains: radiation pressure and temperature distribution // *Astron. Astrophys.* – 1997. – Vol. 327. – P. 1147-1154.
- 10 Макарова Е.А., Харитонов А.В., Казачевская Т.В. Поток солнечного излучения. – М.: Наука, 1991. – 401 с.
- 11 Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. – 664 с.
- 12 Masafumi M., Munezo S. Polarization Efficiency and Phase Function, Calculated on the Basis of the Mie Theory // *The Science Reports of the Tohoku University, Eighth Series.* – 1985. – Vol. 6, №.1. – P. 11-48.
- 13 Lamy P.L. Optical properties of silicates in the far ultraviolet // *Icarus.* 1978. – Vol. 34. – P. 68-75.
- 14 Pollack J.B., Toon O.B., Khare B.N. Optical properties of some terrestrial rocks and glasses // *Icarus.* – 1973. – Vol. 19. – P. 372-389.
- 15 Веселовский И.С. Солнечный ветер и гелиосферномагнитное поле. Модель космоса. Научно-информационное издание / Ред. Панасюк М.И., Новикова Л.С. – Т. 1. – Физические условия в космическом пространстве. – М.: КДУ, 2007. – С. 314-359.

REFERENCES

- 1 Lena P., Hall D. Soufflot A., Viala Y. *Astron. Astrophys.*, **1974**, 37, 81-86.
- 2 Reach W. T., Franz B. A., Weiland J. L. *Icarus*, **1997**, 127, 461-484.
- 3 Kelsall T. et al. *Astrophys. J.*, **1998**, 508, 44-73.
- 4 Roser, S. and Staude, H.J. *Astron. Astrophys.*, **1978**, 67, 381-394.
- 5 Lamy, P.L. *Astron. Astrophys.*, **1974a**, 33, 191-194.
- 6 Lamy, P.L. *Astron. Astrophys.*, **1974b**, 35, 197-207.
- 7 Mikai, T., Yamamoto, T., Hasegawa, A., Fujiwara, A., and Koike, C. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, **1974**, 26, 445-458.
- 8 Mikai, T. and Yamamoto, T. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, **1979**, 31, 585-596.
- 9 Lamy, P.L., Perrin, J.-M. *Astron. Astrophys.*, **1997**, 327, 1147-1154.
- 10 Makarova E.A., Kharitonov A.V. Kazachevskaja T.V. *Potok solnechnogo izlucheniya*. **1991**, Moscow, Nauka, 401 (in Russ.).
- 11 Boren C.F., Hafmen D.R. *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*, **1983**, John Wiley & Sons, Inc., 664.
- 12 Matsumura M., Seki M. *Polarization Efficiency and Phase Function Calculated on the Basis of the Mie Theory*. Faculty of Science, Tohoku University, SENDAI, JAPAN. Eighth Series, **1985**, 6, 11-48.
- 13 Lamy P.L. *Icarus*, **1978**, 34, 68-75.
- 14 Pollack J.B., Toon O.B. and Khare B.N. *Icarus*, **1973**, 19, 372-389.
- 15 Veselovskij I.S. Eds. Panasjuk M.I., Novikova L.S. *Fizicheskie uslovija v kosmicheskom prostranstve*. Moscow: KDU, **2007**, 1, 314-359 (in Russ.).

Резюме

Л. И. Шестакова, Б. И. Демченко

(«Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан Республикасы)

КҮН ТӘРІЗДІ ЖҰЛДЫЗДЫҢ МАҢЫНДА СУБЛИМАЦИЯЛАНУ АЙМАҒЫНДА
ТОЗАҢДЫ БӨЛШЕКТЕРДІҢ ОРБИТАЛЫҚ ЭВОЛЮЦИЯСЫ

Мақсат. Булану процесі кезіндегі жанартаулы әйнектің және базальттан тұратын силикатты тозаңды бөлшектердің орбиталық эволюциясын зерттеу. Күннің және жұлдыздардың спектрлерінде шынайы энергияның таралу нәтижелерін салыстыру үшін – $T_{\text{eff}} = 5779\text{K}$ Планк функциясына сәйкес Күнге ұқсас жұлдыздардың спектрлерінде энергияның таралуы.

Зерттеу әдісі. Сандық модельдеу. Тозаңды бөлшектердің температураларын есептеу, Күннен қашықтығы және өлшемі, олардың заттарына сәйкес жылу алмасу теңдеуінің шешіміне негізделген. Біртекті сфералық бөлшектер үшін Ми теориясы қолданылды. Рефракциялары әртүрлі көрсеткішті силикаттың екі түрі таңдап алынды: орташа абсорбциялы қасиетті базальт және жарықты аз жұтатын (p-обсидиан) жанартаулы әйнек. Сәулелену қысымының және күн желінің әсері, сонымен бірге, тозаңның динамикасына Пойнтинг-Робертсонның тежелу әсері ескерілді.

Қолдану аймағы. Газ-тозаңды дискалы күн тәрізді жұлдыздар эволюциясы

Нәтижелер және тұжырымдар. Тозаңның температуралық тәртібі, абсолютті қара дененің тәртібінен ерекшелінеді және олар тұратын заттарынан және бөлшектерінің өлшеміне аса тәуелді болады. 2.2 күн радиусына дейінгі арақашықтықта, күн маңындағы тозаң қатты бөлшектер түріндегі бұлттар тәрізді өмір сүре алмайды, себебі күннің сәулесімен қызу дәрежесі барлық түрдегі силикаттардың еру температурасынан асатындығы көрсетілген. Максималды температураға ие бөлшектер, шамамен 0.05-0.5 мкм аралықтарындағы өлшемдегі радиустарға ие. Бөлшектердің өлшемі және заттардың түрлері бойынша, сәулелену қысымы тозаңдарға күшті селективті әсер туғызады 0.15-0.3 мкм радиусты бөлшектер максималды сәулелену қысымын сезе алады.

1.5-2 есе алыс күнге ұқсастар үшін қарастырылған силикаттардың сублимациялану аймағының шекарасы, шанайы Күнге қарағанда, Күннің спектрінде энергияның таралуы қабылданған модельдің нәтижелеріне күшті тәуелді болатындығының дәлелі алынды. Модельге тәуелсіз, 0.15-0.4 мкм радиустағы обсидиалы бөлшектер, ата-аналық денеден қол үзгеннен кейін Күн жүйесінен кетеді. Базальтты бөлшектер үшін модельдік тәуелділік шекараның ығысуы түріндегі толық булануы кезінде ғана емес, тіпті бөлшектің «тағдырының» соңында да байқалады. Радиусы 0,15-0,5 мкм болатын базальтты бөлшектер Күн-жұлдыз моделі кезінде p-обсидиана бөлшектері тәрізді, Күн жүйесінен кетеді, қалған бөлшектер толық дерлік буланып кетеді. Шынайы Күн моделінде 0.15 мкм үлкендеу радиусты базальтты бөлшектер Күн жүйесін тастап кетеді. Жанартаулы әйнекті түріндегі әлсіз абсорбциялы қасиеттегі бөлшектер үшін тек қана Планк функциясымен жұлдыз-дардың спектрлерін жуықтау жарамды, ал қатты жұтылатын тозаңды бөлшектер үшін ондай жуықтауларды абайлап қолдану қажет.

Тірек сөздер: тозаңды бөлшектер, орбиталық эволюция, тозаңның сублимациялануы, күн тәрізді жұлдыздар, жұлдыз маңындағы дөңгелек (дискі).

Summary

L. I. Shestakova, B. I. Demchenko

(D TOO «Fesenkov Astrophysical Institute», Almaty, Republic of Kazakhstan)

ORBITAL EVOLUTION OF DUST PARTICLES
IN THE FIELD OF SUBLIMATION NEAR SOLAR-TYPE STARS

Aims. The study of the orbital evolution of silicate dust grains of basalt and volcanic glass in the process of evaporation. Comparison of results for the Sun with the actual spectral energy distribution and for the stars – a solar analogue with the model distribution according to the Planck function with $T_{\text{eff}} = 5779\text{K}$.

Methods. Numerical simulation. Calculations of temperature of dust particles are based on the solutions of the equation of thermal balance according to their material, size, and distance from the Sun. The theory of Mie for homogeneous spherical particles was used. Two types of silicates with different refractive indices are selected: basalt with middle absorption properties and volcanic glass weakly absorbing light (p-obsidian). The influence of radiation pressure and solar wind, and the deceleration action of the Poynting-Robertson effect on the dynamics of dust was taken into account.

Field of application. Evolution of solar-type stars with gas and dust disks.

Results and conclusions. Temperature dust mode differs from a blackbody, and is highly dependent on the particle size and the material of which they consist. Found that up to distances of 2.2 solar radii, circumsolar dust in the form of a cloud of particles cannot exist, because its heat by solar radiation is very strong and temperature of grains above melting point of all silicates. Maximum temperature have particles of intermediate sizes with radii approximately 0.05-0.5 μm .

Radiation pressure has a strong selective influence on the dust particle according to the particle size and the type of material. Maximum pressures of radiation have particles with radii of 0.15-0.3 μm .

It was found that the boundary of the sublimation of silicates examined for a solar analogue 1.5-2 times farther than for the real sun, indicating a strong dependence of the results on the adopted model of the energy distribution in the spectrum of the Sun.

Regardless of the model, obsidian particles with radii of 0.15-0.4 μm leave the solar system after the separation from the parent body, the remaining particles evaporate completely.

Model dependence of basalt particles is evident not only as a shift of the boundary complete evaporation, and even in the final "fate" of the particles. Basalt particles with radii of 0.15-0.5 μm in the model of the Sun-star leave the solar system, as well as particle p-obsidian, remaining particles evaporate completely. In the model of the real sun, all basalt particles of radii larger 0.15 μm leave the solar system.

Approximation of the spectrum of a star by the Planck function is only acceptable for particles with weak absorption properties such as volcanic glass, for strongly absorbing dust particles, this approximation should be used with caution.

Keywords: dust grains, orbital evolution, dust grain sublimation, solar type stars, circumstellar disk.

Поступила 2.09.2013г.

УДК 523.62

Г. С. МИНАСЯНЦ, Т. М. МИНАСЯНЦ

(ДТОО «Астрофизический институт им. Фесенкова», Алматы, Республика Казахстан)

ФИЗИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ВЫБРОСОВ, ВОЗНИКАЮЩИХ НА ВИДИМОЙ И ОБРАТНОЙ СТОРОНЕ СОЛНЦА

Аннотация. Проведено исследование свойств корональных выбросов на видимой и противоположной стороне Солнца. Используются данные наблюдений на солнечной обсерватории SOHO в течение 23-го цикла активности. Установлено, что параметры корональных выбросов, возникающих на противоположной стороне Солнца, указывают на присутствие там мощных активных областей. Имеется возможность спрогнозировать выход этих областей на видимую сторону Солнца.

Для всех стадий развития цикла количество выбросов типа Halo, движущихся с торможением (248), существенно превышало число выбросов, положительно ускоренных (138). Было зафиксировано экстремальное значение ускорения выброса ($a = 434.8$ м/сек²), позволившее ему вблизи Солнца достичь скорости $V = 3731$ км/сек.

Выявлена характерная особенность в развитии стадии спада 23-го цикла: четко выделяются отдельные группы выбросов, источниками которых были комплексы активности на обеих сторонах диска Солнца. На стадии спада цикла количество выбросов, имеющих наиболее высокие значения кинетической энергии и ускорения, превосходило стадию максимума.

Ключевые слова: солнечные активные области, корональные выбросы.

Тірек сөздер: күннің белсенді аймақтары, тәждік шығарулар.

Keywords: solar active regions, coronal mass ejections.

На космической солнечной обсерватории SOHO осуществляется систематическая съемка корональных выбросов массы (КВМ). Причем, в проекции на небо фиксируются выбросы, движущиеся как к Земле, так и в противоположную сторону. Для тех и других выбросов, полученные в результате фотометрической и координатной обработки видеоматериала, в каталоге “SOHO/LASCO CME CATALOG” приводятся следующие данные: позиционный угол, угловая ширина, линейная скорость (V), ускорение (a), масса (m), кинетическая энергия (E_k). Таким образом, появилась возможность, используя характеристики выбросов, сопоставить проявление активности Солнца на видимой и противоположной стороне, пока недоступной для наблюдений с Земли. Можно оценить нижнюю границу массы и кинетической энергии выбросов со всей поверхности Солнца. Изучение структуры выбросов на противоположной стороне, позволяет предсказывать появление активных областей на видимом, восточном лимбе Солнца.

Возможность получения информации одновременно обо всем Солнце появится, когда будет реализована международная программа «Часовые Солнца», предусматривающая вывод на орбиту 4-х идентичных спутников [1].

В дальнейшем, выбросы, которые возникли на видимой стороне Солнца, мы будем обозначать FS (Frontside), а на обратной стороне – BS (Backside). Для сопоставления свойств FS и BS выбросов в период с 16 августа 1996 г. по 15 декабря 2004 г., было использовано 162 события FS и 108 – BS, представляющих выбросы типа Halo. Количество принятых к рассмотрению FS и BS выбросов ограничивалось теми, для которых опубликованы рассчитанные значения массы и кинетической энергии. Заметное различие в количестве выбросов FS и BS можно объяснить сложностью отождествления и определения их координат вблизи лимба Солнца и влиянием выборки при расчете массы и кинетической энергии выбросов.

КВМ типа Halo являются наиболее мощными активными явлениями, высокоскоростная масса выбрасываемого вещества которого имеет кинетическую энергию ($10^{29} - 10^{33}$) эрг. Тогда как самые мощные вспышки дают суммарную энергию излучения и потока частиц, равную 10^{32} эрг. Как правило, выбросы типа Halo сопровождаются вспышками рентгеновских баллов: С, М и самого высокого – Х.

На рисунке 1 приведены снимки SOHO двух выбросов Halo: 28 октября 2003 г. (FS, а и б) и 5 июля 2004 г. (BS, в и г). Корональные снимки каждого события были сопоставлены с изображением Солнца в ультрафиолете ($\lambda 195\text{\AA}$). Выброс FS (б) сопровождался развитием вспышки с координатами S16 E08 (а), для BS выброса (г), на видимом диске – вспышечная активность отсутствует (в).

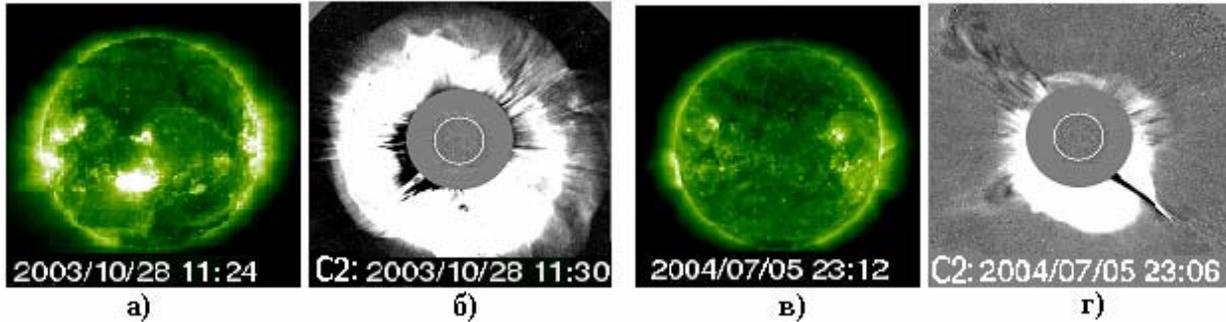


Рисунок 1 – Сопоставление развития выбросов на видимом диске (а, б) и на обратной стороне (в, г)

Согласно исследованию М. В. Еселевич и А. И. Хлыстовой [2], при движении выброса Halo со скоростью превышающей 400 км/сек, вблизи Земли регистрируется ударный фронт. Поэтому одним из признаков движения выброса Halo в противоположную от Земли сторону, является отсутствие ударного фронта. Это условие выполняется для рассмотренных BS выбросов.

Сопоставление параметров m , V , a , E_k для выбросов FS и BS показывает одинаковый, как и ожидалось, ход изменений со временем. Для указанного периода наблюдений на рисунке 2 представлены: (а) – значения массы FS и BS, (б) – кинетической энергии E_k .

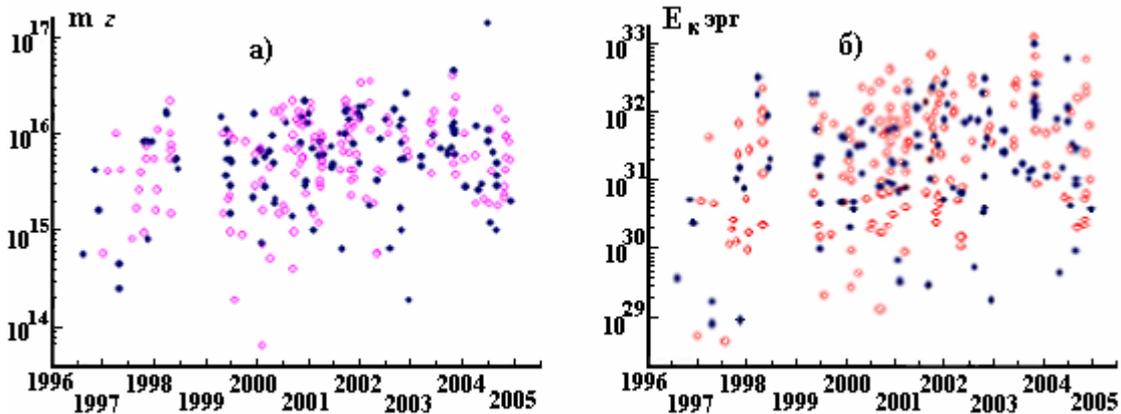


Рисунок 2 – Сравнение значений массы выбросов на видимом диске – открытые кружки и на обратной стороне – сплошные (а), и их кинетической энергии (б) для 1996–2004 гг.

Интервал значений кинетической энергии BS выбросов составляет $8.1 \cdot 10^{28} - 9.3 \cdot 10^{32}$ эрг. Самый массивный выброс ($m = 1.4 \cdot 10^{17} z$) на обратной стороне Солнца произошел 2 июля 2004 г. Можно оценить нижнюю границу выброшенной массы вещества корональных выбросов типа Halo, со всей поверхности Солнца, за рассматриваемый период наблюдений: $m_{FS} + m_{BS} = 1.35 \cdot 10^{18} z + 9.73 \cdot 10^{17} z = 2.32 \cdot 10^{18} z$. Соответствующее значение для кинетической энергии выбросов составляет: $E_k^{FS} + E_k^{BS} = 0.70 \cdot 10^{34}$ эрг + $1.33 \cdot 10^{34}$ эрг = $2.03 \cdot 10^{34}$ эрг.

Наглядным примером использования BS наблюдений выбросов для прогноза появления из-за восточного лимба новой области, является группа AR 10486 (S16, L286), существовавшая на

Солнце в октябре–ноябре 2003 г. За период с 15 по 21 октября 2003 г. в этой группе произошло 8 корональных выбросов BS. Причем, два из них были типа Halo, и имели высокие значения массы ($7.2 \cdot 10^{15}$ г и $1.2 \cdot 10^{16}$ г) и кинетической энергии ($1.4 \cdot 10^{31}$ эрг и $1.3 \cdot 10^{32}$ эрг). 15 октября в 14h 06m был зарегистрирован BS выброс, имевший позиционный угол SW, а 16 октября в 1h 31m – угол SE. То есть активная область в промежуток времени между этими выбросами пересекла центральный меридиан. Это позволяет оценить время выхода AR 10486 на видимую часть диска Солнца 21 октября, что и подтверждают наблюдения. В дальнейшем, с 23 октября по 4 ноября, в AR 10486 произошло 6 вспышек рентгеновских баллов от X1.1 до X28 – самой мощной в цикле. Большинство вспышек сопровождалось высокоэнергичными выбросами; 28 октября был зарегистрирован выброс, обладавший самой высокой кинетической энергией ($V = 2459$ км/сек, $E_k = 1.2 \cdot 10^{33}$ эрг).

Кроме сопоставления параметров FS и BS, рассмотрены некоторые общие свойства структур выбросов типа Halo. Так, были рассчитаны среднегодовые значения кинетической энергии KBM Halo для 1996 г. – 2004 г. и сопоставлены с соответствующими числами Вольфа (рисунок 3) в ходе развития цикла.

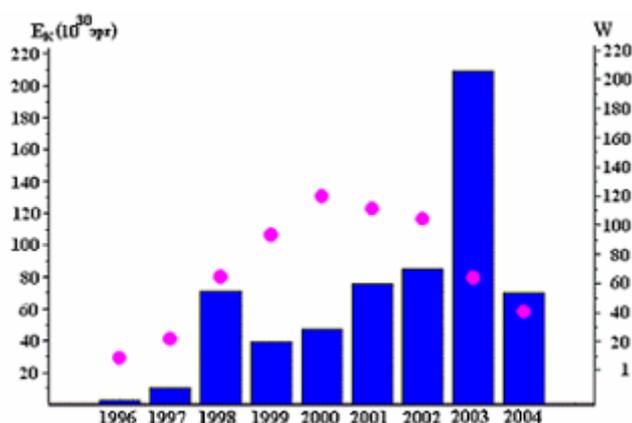


Рисунок 3 – Сопоставление среднегодовых значений кинетической энергии выбросов типа Halo (гистограмма) и чисел Вольфа (точки) за период 1996 г. – 2004 г.

Ход изменения кинетической энергии KBM в течение цикла значительно отличался от хода чисел пятен. Для энергий KBM наблюдался существенный подъем на стадии роста цикла (1998 г.), а максимальные значения относились к периоду спада цикла (2003 г.). Подобным образом происходило развитие и вспышечной активности в течение 23-го цикла, когда самые мощные вспышки наблюдались на стадии его спада. Таким образом, нашел подтверждение факт о тесной физической взаимосвязи между развитием солнечных вспышек и KBM.

Сопоставление линейной скорости и массы FS и BS выбросов (рисунок 4,а) показывает, что чем массивнее выбросы, тем более высокую скорость, в среднем, они имеют. Эта зависимость сохраняется до $V_{cp.} \sim 1500$ км/сек, при этом масса выбросов увеличивается более чем на порядок. Среднее значение массы выбросов, движущихся со скоростью $V_{cp.} > 1500$ км/сек, составляет $m_{cp.} \sim 10^{16}$ г. FS и BS выбросы, обладающие наибольшей кинетической энергией, имеют высокие значения ускорений и торможений (рисунок 4,б).

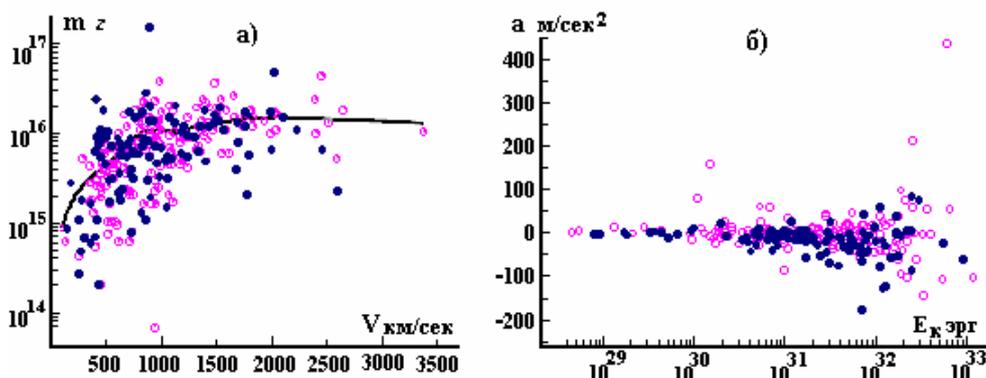


Рисунок 4 – Сопоставление значений скорости и массы (а), кинетической энергии и ускорения (б) для выбросов на видимом диске и на обратной стороне. Обозначения для выбросов аналогичны рисунку 2

Далее были сопоставлены значения ускорений FS и BS выбросов типа Halo для 23-го цикла активности 1996–2008 гг. (рисунок 5). Годы минимума (1996 г.) и роста цикла (1997–1999 гг.) характеризуются, кроме двух случаев, абсолютными значениями a в пределах 45 м/сек^2 . На период максимума (2000–2002 гг.) приходится основное количество выбросов с большими амплитудами, как ускорений, так и торможений ($-50 \text{ м/сек}^2 > a > 50 \text{ м/сек}^2$), что подтверждается результатами исследований в [3]. 12 мая 2000 г. наблюдалось самое сильное торможение выброса ($a = -179.7 \text{ м/сек}^2$). При этом, на расстоянии $20R_{\odot}$ скорость уменьшилась от значения $V = 2604 \text{ км/сек}$ до $V = 2096 \text{ км/сек}$.

Для стадии спада цикла (2004–2007 гг.) обнаружена четко прослеживаемая структурированность выбросов, источниками которой были отдельные мощные комплексы активности. На рисунке 5 тремя вертикальными, прерывистыми линиями показаны FS и BS выбросы. Эти выбросы возникли в 3 следующих комплексах активности: октябрь – ноябрь 2003 г. – AR 10486, AR 10484, AR 10488; январь 2005 г. – AR 10720, AR 10718; июль 2005 г. – AR 10786, AR 10792. Причем, в каждом комплексе, одна из областей проявляла более высокую активность (они указаны первыми). По количеству выбросов, обладающих абсолютно высокими значениями ускорений и торможений ($-100 \text{ м/сек}^2 > a > 100 \text{ м/сек}^2$), стадия спада цикла превосходила фазу максимума. 4 ноября 2003 г. было зафиксировано экстремальное значение ускорения выброса ($a = 434.8 \text{ м/сек}^2$), позволившее разогнаться ему вблизи Солнца до скорости $V = 3731 \text{ км/сек}$.

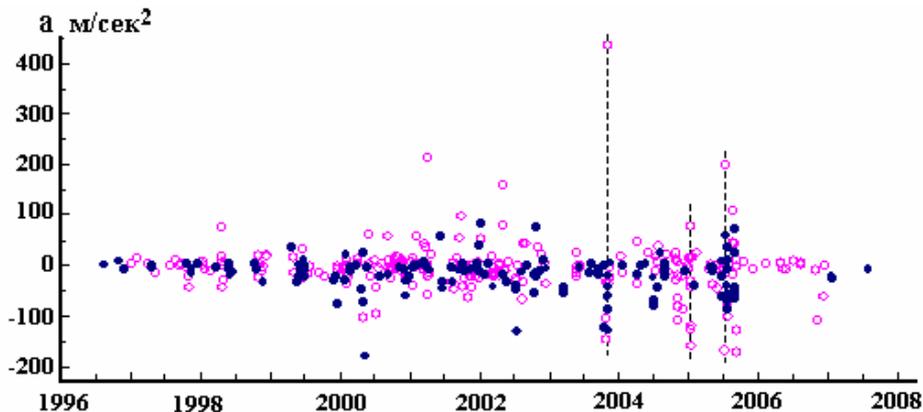


Рисунок 5 – Значения ускорения выбросов типа Halo на видимом диске и обратной стороне в течение 23-го цикла активности. Обозначения выбросов на видимом диске и на обратной стороне, аналогичные рисунку 2

Для всех стадий развития цикла количество выбросов типа Halo, движущихся с торможением (248), существенно превышает число выбросов, положительно ускоренных (138).

Подводя итог работы, отметим, что параметры корональных выбросов, возникающих на противоположной стороне Солнца, указывают на присутствие там мощных активных областей. Имеется возможность спрогнозировать выход этих областей на видимую сторону Солнца. Выявлена характерная особенность в развитии стадии спада 23-го цикла: четко выделяются отдельные группы выбросов, источниками которых были комплексы активности на обеих сторонах диска Солнца. На стадии спада цикла количество выбросов, имеющих наиболее высокие значения кинетической энергии и ускорения, превосходило стадию максимума.

Работа выполнена по программе «Изучение физических свойств избранных объектов солнечной системы».

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Lin, R.P., Szabo, A. Solar Sentinels: Report of the Science and Technology Definition Team // NASA, Greenbelt, Maryland. – 2006. – P. 126.
- 2 Еселевич М.В., Хлыстова А.И. Связь параметров вспышки в линии $\lambda 195\text{\AA}$ со скоростью корональных выбросов массы типа «гало» // Тезисы докладов международной молодежн. научн. школы по фунда. физике. – Иркутск, 2006. – С. 46.
- 3 Peng-Xin Gao, Ke-Jun Li. A cyclic behavior of CME accelerations for accelerating and decelerating events // Res. Astron. Astrophys. – 2009. – Vol. 9, N 10. – P. 1165.

REFERENCES

1. Lin, R.P., Szabo, A. Solar Sentinels: Report of the Science and Technology Definition Team. *NASA, Greenbelt, Maryland*. 2006. P. 126.
2. Eseevich M.V., Hlystova A.I. Svjaz' parametrov vspyshki v linii λ 195Å so skorost'ju koronal'nyh vybrosov massy tipa «galo». *Tezisy dokladov mezhdunarodnoj molodezhn. nauchn. shkoly po fund. fizike. Irkutsk*. 2006. S. 46. (in Russ/)
3. Peng-Xin Gao, Ke-Jun Li. *Res. Astron. Astrophys.* 2009. Vol. 9, N 10. P. 1165.

Резюме

Г. С. Минасянц, Т. М. Минасянц

(«Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан Республикасы)

КҮННІҢ СЫРТҚЫ ЖӘНЕ КӨРІНЕРЛІК ЖАҚТАРЫНДАҒЫ
ПАЙДА БОЛАТЫН ШЫҒАРЫНДЫЛАРДЫҢ ФИЗИКАЛЫҚ ҚҰРЫЛЫМЫ

Күннің сыртқы және көрінерлік жақтарындағы тәждік шығарындыларына қасиеттеріне зерттеулер жүргізілді. 23-ші белсенділік циклі кезіндегі SOHO күн обсерваториясында бақыланған мәліметтер қолданылды. Күннің сыртқы жақтарында пайда болатын тәждегі шығарындылардың параметрлері ондағы белсенді аймақтардың бар екендігін дәлелдейді. Бұл аймақтарды Күннің көрінерлік жағына шығарып, болжам жасау мүмкіндігі бар.

Шығарындылардың саны (138) үдемелі түрде артты, қозғалыстағы тежелуімен (248), Halo түріндегі шығарындылар санының барлығы үшін циклдің даму сатысы. Күнге жақын $V = 3731$ км/сек жылдамдыққа жететін шығулар үдеуінің ($a = 434.8$ м/сек²), экстремальды мәні тіркелді.

23-ші цикл дамуының азаю сатысының сипаттамалық ерекшеліктері табылды: Күн дискісінің екі жағының белсенділік топтарының көзі болған, жеке шығарындылардың топтары анық көрінеді. Циклдің азаю сатысында үлкен мәнге ие кинетикалық энергия және үдеудің шығарынды сандары максимум сатысынан басым болды.

Тірек сөздер: күннің белсенді аймақтары, тәждік шығарулар.

Summary

G. S. Minasyants, T. M. Minasyants

(D TOO «Fesenkov Astrophysical Institute», Almaty, Republic of Kazakhstan)

PHYSICAL STRUCTURE OF THE EJECTIONS, ARISING
ON FRONTSIDE AND BACKSIDE OF THE SUN

The properties of coronal ejections on the front side and the backside of the Sun are investigated. The data of solar observatory SOHO during 23rd cycle of activity were used. It was obtained that the coronal ejections parameters, arising on the backside of the Sun, showed the presence the powerful sunspots regions there. There is a possibility to predict an appearance of these active regions on the visible side of the Sun.

For all stages of development of a cycle the quantity of ejections of Halo type, moving with breaking (248), is significantly higher than the number of the accelerated ejections (138). Extreme magnitude of ejection acceleration, that allowed it to reach speed $V = 3731$ km/s near to the Sun, has been fixed ($a = 434.8$ м/сек²).

The characteristic feature in development of decay stage of 23-rd cycle is revealed: the same groups of ejections, which sources were complexes of activity on both sides of a disk of the Sun, are precisely distinguished. At decay stage of a cycle the quantity of the ejections, having the highest values of kinetic energy and acceleration, surpassed the maximum stage.

Keywords: solar active regions, coronal mass ejections.

Поступила 2.09.2013г.

В. Г. ТЕЙФЕЛЬ, Г. А. ХАРИТОНОВА

(ДТОО «Астрофизический институт им. Фесенкова», Алматы, Республика Казахстан)

ОСОБЕННОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ МЕТАНА НА ЮПИТЕРЕ ПО ДАННЫМ КВАЗИНЕПРЕРЫВНОГО ОХВАТА ВСЕХ ДОЛГОТ ПЛАНЕТЫ

Аннотация. Выполнены спектрофотометрические наблюдения Юпитера в течение четырех ночей в ноябре-декабре 1999 г. Получено и обработано 388 ПЗС-спектрограмм центрального меридиана планеты с двойным перекрытием всех долгот при шаге 1.8 градуса. Исследованы широтные вариации центральных глубин полос поглощения метана в длинах волн 619, 725, 798 и 887 нм. Показано, что эти вариации в основном сохраняются на всех долготах, но не совпадают у разных полос по положениям экстремумов (максимумов и минимумов) поглощения. Зональные различия в поглощении не коррелируют с положением темных и светлых облачных поясов, за исключением полосы 887 нм, сохраняющей многие годы хорошо выраженный минимум в экваториальном поясе Юпитера. Полоса 798 нм обнаруживает больший разброс значений глубин на низких широтах, чем другие полосы, что может быть связано с присутствием в ней еще и полосы поглощения аммиака. Сравнение широтного хода поглощения в полосах 619 и 725 нм обнаруживает петлеобразный вид соотношения глубин этих полос в низкоширотном поясе Юпитера. Ориентировочные оценки эффективных оптических глубин формирования поглощения и их разностей в рамках простейшей двухслойной модели указывают на существование меняющейся с широтой вертикальной неоднородности облачного покрова.

Ключевые слова: Юпитер, метан, спектрофотометрия.

Тірек сөздер: Юпитер, метан, спектрофотометрия.

Keywords: Jupiter, methane, spectrophotometriya.

Введение. Зональный характер атмосферной циркуляции на Юпитере определяет расположение и вид темных и светлых облачных поясов с различающейся динамикой горизонтальных и вертикальных течений, которая, естественно, отражается и на структуре, и плотности облачного покрова планеты. Одним из источников информации о таких различиях является исследование пространственных (широтно-долготных) вариаций распределения интенсивности наблюдаемых в спектре планеты молекулярных полос поглощения. Такие исследования в планетной лаборатории Астрофизического института ведутся регулярно в течение длительного периода. В процессе спектрофотометрических наблюдений Юпитера представилась уникальная возможность провести регистрацию спектров центрального меридиана планеты в практически непрерывном режиме с двукратным охватом всех долгот планеты. Это позволило построить карты и проанализировать особенности глобального распределения поглощения на Юпитере. Можно отметить, что лишь в единичных случаях ранее делались попытки проследить вариации поглощения метана на Юпитере по всем долготам, причем лишь для одной-двух полос поглощения и только для экваториального пояса планеты [1-3].

Наблюдения. Спектральные наблюдения были проведены в ноябре-декабре 1999 г. с помощью ПЗС-камеры ST-6V и призменного спектрографа АСП-9, установленного в 7.5-м кассегреневском фокусе 0.6-м телескопа РЦ-600. ПЗС-матрица охлаждалась до -20С при внешней температуре +(3-7)С. Изображения спектров при ориентации щели спектрографа вдоль центрального меридиана Юпитера записывались на компьютер автоматически с интервалом по времени в 3 минуты. Такой временной шаг соответствовал повороту Юпитера (и изменению долготы центрального меридиана) на 1.8 градуса. Длительность экспозиции равнялась 7 секундам. Всего было проведено 4 сеанса наблюдений продолжительностью от 2 до 7.5 часов, в результате чего было получено в общей сложности 388 спектрограмм, причем все долготы Юпитера были охвачены дважды (рисунок 1). Ширина щели спектрографа равнялась 0.025 мм. Масштаб изображения на выходе спектрографа был равен 0.89 арксек/пиксель. На полярный диаметр Юпитера, составлявший в этот период 44-43 арксекунды, приходится 48 пикселей, так что инструментальное разрешение получается не хуже того, что определяется качеством изображения, связанным с атмосферной турбулентностью.

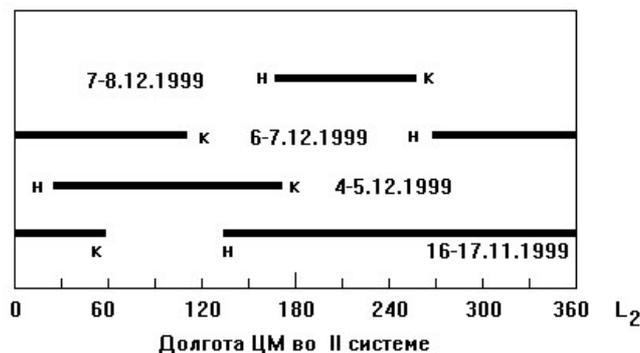


Рисунок 1 – Даты наблюдений и долготы центрального меридиана Юпитера во II системе, охваченные наблюдениями в каждую ночь

Обработка и анализ спектрограмм. Цифровой массив, представляющий ПЗС-изображение спектра центрального меридиана Юпитера, преобразовывался вычислением отношения к опорному спектру кольца Сатурна для выделения присущих атмосфере Юпитера полос поглощения метана с длинами волн их центров 619, 725, 798 и 887 нм.

Для каждого спектра во всех 48 точках центрального меридиана для каждой из полос определялись центральные глубины $R_v = 1 - I_v/I_c$, где I_v – интенсивность в центре полосы, а I_c – интерполированная на центр полосы интенсивность в непрерывном спектре. Затем строились профили широтного хода R_v для каждого шага по долготе центрального меридиана, а для каждой широты – графики долготного хода R_v . В результате этих операций были получены трехмерные карты широтно-долготных вариаций поглощения и выведены характерные для данного периода наблюдений зависимости поглощения от широты или долготы.

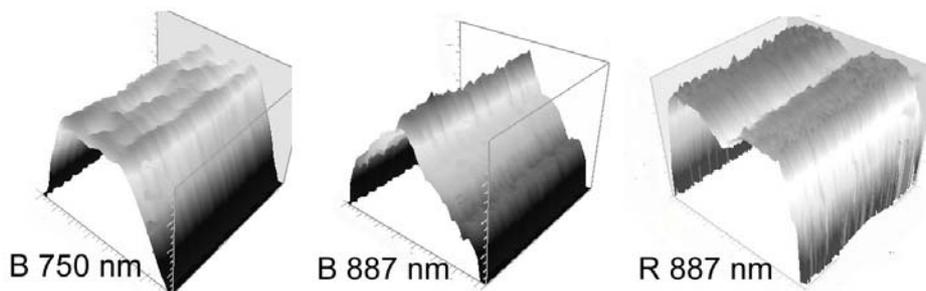


Рисунок 2 – Трехмерное представление долготно-широтных профилей яркости в непрерывном спектре в длине волны 750 нм, в центре полосы поглощения 887 нм и глубин поглощения в полосе CH₄ 887 нм

На рисунке 2 показаны примеры такого трехмерного представления карт распределения интенсивности в непрерывном спектре и в сильной полосе поглощения метана 887 нм. Здесь хорошо видно различие в меридиональном хода яркости в полосе поглощения и в континууме, а правый график показывает, как меняется с долготой и широтой глубина полосы поглощения 887 нм.

Анализ всех карт показывает, что долготные вариации поглощения метана не столь велики, как широтные различия. Главной особенностью является то, что вариации поглощения с широтой и положение экстремумов (максимумов и минимумов средних значений глубин полос R_v) не совпадают у разных по интенсивности полос (рисунок 3). Относительно слабая полоса CH₄ 619 нм по всем наблюдениям обнаруживает максимум значений R_v чуть южнее экватора на широте около -5 градусов. Иначе ведет себя глубина полосы 725 нм с четко выраженными максимумами поглощения на широтах около -18 и +23 градуса и с минимумом на широте около +4 градусов. Меридиональный ход глубины полосы 798 нм почти такой же, но обращает на себя внимание повышенная дисперсия значений R_v у этой полосы в области широт от экватора до -15 градусов. При рассмотрении долготного хода поглощения в этом поясе широт выявляется «аномальное» увеличение поглощения с максимумом на долготях около 60 градусов во II системе. На трехмерном графике (рисунок 4) эта область выделена наиболее темным оттенком. В обе даты, когда эта область долгот наблюдалась, повышенное поглощение там было хорошо заметно.

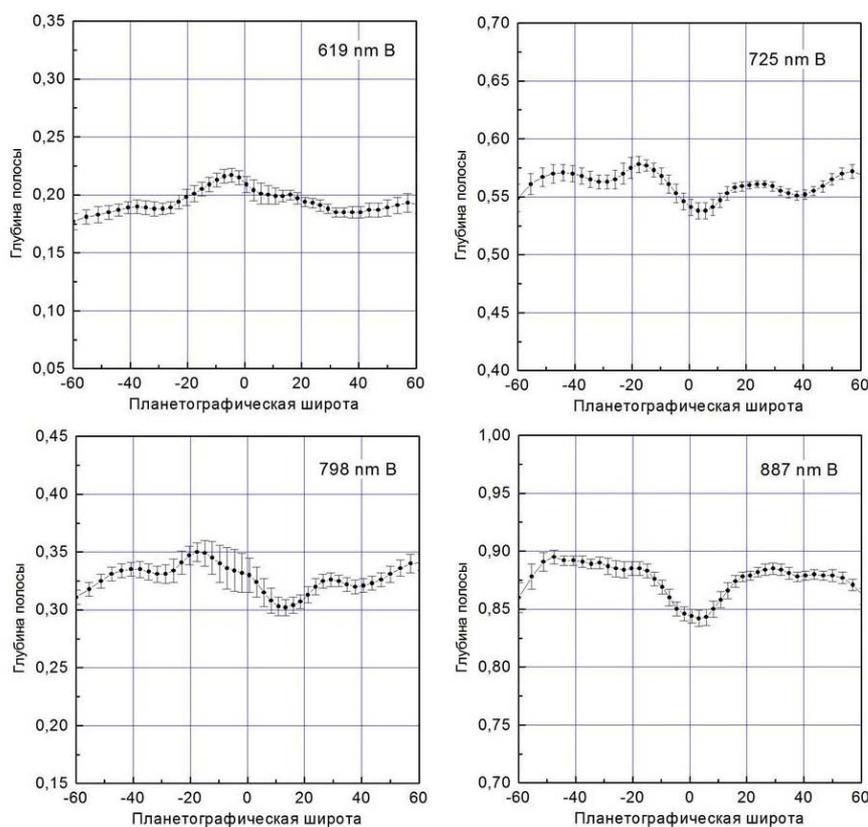
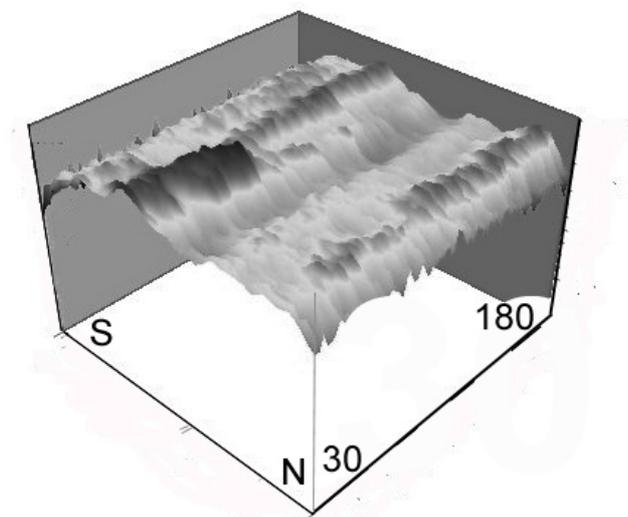


Рисунок 3 – Усредненные по долготам широтные вариации глубин полос поглощения по наблюдениям 4-5.12.1999

Рисунок 4 – Трехмерное представление широтно-долготных вариаций глубины полосы поглощения CH_4 798 нм по измерениям 4-5.12.1999

Область эта находится вблизи Большого Красного Пятна (GRS – Great Red Spot) – восточнее и южнее его овала – и совпадает с наиболее темной в этот период частью Южного Экваториального Пояса (NTB – Northern Equatorial Belt).

Наблюдаемая особенность в поведении полосы 798 нм может быть связана с тем, что эта полоса фактически сформирована поглощением как метана, так и аммиака, который занимает как раз центральную часть этой комбинированной полосы [4, 5]. Наиболее сильная полоса поглощения 887 нм показывает типичную для нее и сохраняющуюся многие годы [6, 7] депрессию в экваториальной зоне при небольших вариациях в поясах низких и умеренных широт.

Сравнение глубин полос 619 и 725 нм. Для всех четырех дат наблюдений обнаруживается петлеобразный вид графика соотношения значений R_v в поясе широт от -25 до $+25$ градусов (рисунок 5, слева). Справа показаны усредненные по всем долготам широтные вариации глубин этих двух полос. Несовпадение хода R_v у них видно отчетливо. В рассеивающе-поглощающей среде, какой является облачный слой на Юпитере, формирование поглощения в слабой и умеренной полосах происходит на разных эффективных оптических глубинах.

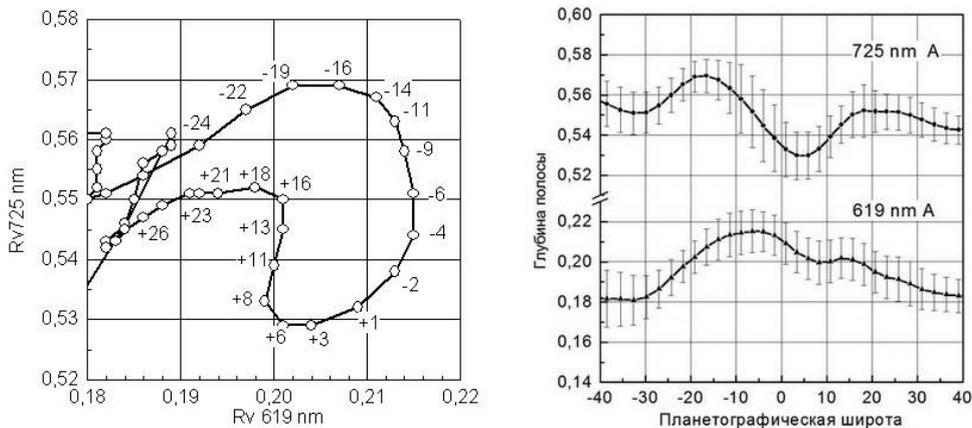


Рисунок 5 – Петлеобразный вид соотношения глубин полос CH_4 619 и 725 нм и сравнение их меридиональных вариаций в поясе низких широт

Наиболее естественным объяснением наблюдаемых различий представляется проявление здесь разной степени вертикальной неоднородности облачного слоя, в результате чего эффективные глубины в двух полосах ведут себя по-разному на разных широтах.

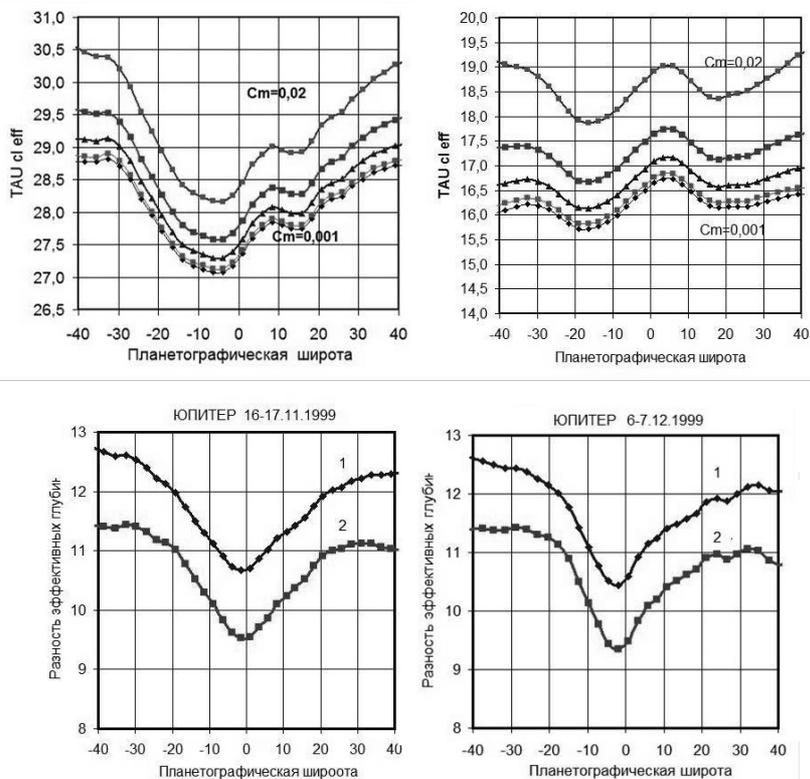


Рисунок 6 – Вверху – широтные вариации оценок эффективной оптической глубины формирования поглощения в облачном слое при разных значениях содержания метана C_m в надоблачной атмосфере для полосы 619 нм (слева) и полосы 725 нм. Внизу – для двух дат наблюдений вычисленные разности эффективных оптических глубин при $C_m = 0.001$ км-амага (1) и при $C_m = 0.02$ км-амага (2)

В качестве пробных оценок различий эффективных глубин формирования поглощения в центрах полос 619 и 725 нм были выполнены расчеты с использованием численных результатов теории переноса излучения в планетных атмосферах для индикатрисы рассеяния Хензи-Гринштейна с параметром асимметрии $g = 0.75$ [8, 9]. Дискретные табличные данные, приводимые в этих таблицах, аппроксимировались полиномами 4 степени, что позволяло выполнять расчеты для любых исходных значений аргумента. Была принята двухслойная модель формирования наблюдаемого молекулярного поглощения – полубесконечный облачный слой и надоблачная чисто газовая атмосфера. Коэффициенты поглощения метана для центров полос 610 и 725 нм взяты из работы [10].

Наблюдаемые различия в широтном ходе поглощения у двух полос наиболее вероятно должны быть связаны с разной вертикальной неоднородностью облачного слоя на разных широтах. Соответственно, с учетом поглощения в надоблачной атмосфере при разных содержаниях метана, были получены оценки эффективных оптических глубин на разных широтах (рисунок 6 – верхний ряд).

В качестве характеристики различий в степени вертикальной неоднородности распределения облачного аэрозоля можно принять разность эффективных оптических глубин. Если широтных различий нет, она должна сохраняться неизменной на всех широтах. Как видно из рисунка 6 (нижний ряд), разность эффективных глубин получается минимальной на экваторе, но возрастает с широтой к югу и северу от экватора. Разумеется, этот результат следует рассматривать как предварительный, но представляющий интерес как возможный спектральный метод поиска неоднородностей в структуре облачного покрова Юпитера и Сатурна.

Работа выполнена в рамках программы 055 научно-исследовательской работы «Изучение физических свойств избранных объектов солнечной системы».

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Егоров Ю.А., Тейфель В.Г., Харитонов Г.А. Об изменениях поглощения CH_4 в экваториальном поясе Юпитера // *Астрон. цирк. АН СССР*. – 1971. – № 656. – С. 3-5.
- 2 Cochran W.D., Cochran A.L. Longitudinal variability of methane and ammonia bands on Jupiter // *Icarus*. – 1980. – Vol. 42, N 1. – P. 102-110.
- 3 Cochran W.D., Cochran A.L. Longitudinal variability of methane and ammonia bands on Jupiter. II. Temporal variations // *Icarus*. – 1983. – Vol. 56, N 1. – P. 116-121.
- 4 Тейфель В.Г., Харитонов Г.А., Каримов А.М. Особенности широтного хода аммиачного поглощения в полосе NH_3 7870 А на Юпитере // *Изв. НАН РК. Сер. физ.-мат.* – 2006. – № 4. – С. 57-61.
- 5 Бондаренко Н.Н. Исследование вариаций полосы поглощения аммиака NH_3 787 нм в атмосфере Юпитера // *Изв. НАН РК. Сер. физ.-мат.* – 2012. – № 3. – С. 67-71.
- 6 Тейфель В.Г. Спектрофотометрия полос поглощения метана на диске Юпитера в ближней инфракрасной области (0.7–1.0 мкм) // *Астрон. журнал*. – 1966. – Т. 43, № 1. – С. 154-156.
- 7 Moreno F., Molina A., Lara L.M. Charge-coupled device spectral images of spatially resolved regions of Jupiter in the 6190- and 8900-Å methane and 6450-Å ammonia bands during the 1989 opposition // *J. Geophys. Res.* – 1991. – Vol. 96, N A8. – P. 14119-14127.
- 8 Dlugach J.M., Yanovitskij E.G. The optical properties of Venus and the Jovian planets. II. Methods and results of calculations of the intensity of radiation diffusely reflected from semi-infinite homogeneous atmospheres // *Icarus*. – 1974. – Vol. 22, N 1. – P. 66-81.
- 9 Яновицкий Э.Г. Эффективная оптическая толщина слоя атмосферы, в котором формируется наблюдаемый спектр планеты. Концепция и элементарные оценки // *Кинематика и физика небес. тел.* – 1997. – Т. 13, № 6. – С. 18-25.
- 10 Karkoschka, E. Spectrophotometry of the jovian planets and Titan at 300- to 1000-nm wavelength: the methane spectrum // *Icarus*. – 1994. – Vol. 111. – P. 174-192.

REFERENCES

- 1 Egorov Yu.A., Teyfel V.G., Haritonova G.A. Ob izmeneniyah pogloscheniya SN_4 v ekvatorialnom poyase Yupitera // *Astron. tsirk. AN SSSR*, 1971, № 656, S. 3-5 (In Russ.).
- 2 Cochran W.D., Cochran A.L. Longitudinal variability of methane and ammonia bands on Jupiter // *Icarus*, 1980, V. 42, N 1, P.102-110.
- 3 Cochran W.D., Cochran A.L. Longitudinal variability of methane and ammonia bands on Jupiter. II. Temporal variations // *Icarus*, 1983, Vol. 56, N 1, P. 116-121.
- 4 Teyfel V.G., Haritonova G.A., Karimov A.M. Osobennosti shirotnogo hoda ammiachno-go pogloscheniya v polose NH_3 7870 А na Yupitere // *Izv. NAN RK. Ser. fiz.-mat.*, 2006, № 4, S. 57-61 (In Russ.).
- 5 Bondarenko N.N. Issledovanie variatsiy polosyi pogloscheniya ammiaka NH_3 787 nm v atmosfere Yupitera // *Izv. NAN RK. Ser. fiz.-mat.*, 2012, № 3. S. 67-71 (In Russ.).
- 6 Teyfel V.G. Spektrofotometriya polos pogloscheniya metana na diske Yupitera v blizhney infrakrasnoy oblasti (0.7-1.0 mkm) // *Astron. zhurnal*, 1966, T. 43, № 1, S.154-156 (In Russ.).

7. Moreno F., Molina A., Lara L.M. Charge-coupled device spectral images of spatially resolved regions of Jupiter in the 6190- and 8900-Å methane and 6450-Å ammonia bands during the 1989 opposition // *J. Geophys. Res.*, 1991, Vol. 96, N A8, P. 14119-14127.

8. Dlugach J.M., Yanovitskij E.G. The optical properties of Venus and the Jovian planets. II. Methods and results of calculations of the intensity of radiation diffusely reflected from semi-infinite homogeneous atmospheres // *Icarus*, 1974, Vol. 22, № 1, P. 66-81.

9. Yanovitskiy E.G. Effektivnaya opticheskaya tolschina sloya atmosferyi, v kotorom formiruetsya nablyudaemyiy spektr planetyi. Kontseptsiya i elementarnye otsenki // *Kinematika i fizika nebes. tel*, 1997, T. 13, № 6, S. 18-25 (In Russ.).

10. Karkoschka, E. Spectrophotometry of the jovian planets and Titan at 300- to 1000-nm wavelength: the methane spectrum. // *Icarus*. 1994. Vol. 111, P. 174-192.

Резюме

В. Г. Тейфель, Г. А. Харитонова

(«Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан Республикасы)

ПЛАНЕТАНЫҢ БАРЛЫҚ БОЙЛЫҒЫН КВАЗИҮЗДІКСІЗ МӘЛІМЕТТЕРДІ ҚАМТУ БОЙЫНША ЮПИТЕРДЕГІ МЕТАН ЖҰТЫЛУЫНЫҢ ТАРАЛУ ЕРЕКШЕЛІКТЕРІ

1999 жылы қараша-желтоқсан айларының төрт түнінде Юпитердің спектрофотометрлік бақылаулары орындалды. 1.8 градус кадамдық барлық бойлықтардың жұптық жабумен планетаның орталық меридианына Зарядталған байланыстағы аспап (ЗБА)-спектрограммасының 388 алынды және өңделді. 619, 725, 798 және 887 нм толқын ұзындықтарында метанның жұтылу жолағының орталық ендік өзгерулері зерттелді. Бұл өзгерулер барлық бойлықтарда сақталатындығы көрсетілген, бірақ экстремумды жұтылу (максимум және минимум) орындары бойынша әртүрлі жолақтарда сәйкес келмейді. Юпитердің экваторлық белбеуінде көп жылдар бойы жақсы сақталып келе жатқан минимум, 887 нм жолақты қоспағанда, ашық және қараңғы бұлтты белбеу орындары корреляцияланбайтын жұтылудың аймақтық айырмашылықтары. Басқа жолақтарға қарағанда, төменгі ендікте тереңдіктің мағынасы 798 нм жолақта үлкен шашырауды табады, ол аммиактың жұтылу жолағының бар болуымен байланыстырады. 619 және 725 нм жұтылу жолақтарының ендерінің жүрістерін салыстыру барысында, бұл жолақтардың ілгек түрдегі тереңдік қатынасын, Юпитердің аласа ендік белбеуінде табады. Әсерлі оптикалық тереңдіктің жұтылудың пайда болуының жуықтау шамадағы бағалауын және қарапайым екі қабатты модель шеңберінде олардың әртүрлілігі өзгермелі вертикальды ендіктегі бұлтты жамылғының біртекті болмайтындығын көрсетеді.

Тірек сөздер: Юпитер, метан, спектрофотометрия.

Summary

V. G. Tejfel, G. A. Kharitonova

(D TOO «Fesenkov Astrophysical Institute», Almaty, Republic of Kazakhstan)

THE PARTICULARITIES OF THE METHANE ABSORPTION DISTRIBUTION ON JUPITER FROM DATA OF QUASICONTINUOUS OVERLAPPING OF ALL PLANETARY LATITUDES

Spectrophotometric observations of Jupiter were carried out during four nights in November and December 1999. There were recorded and processed 388 CCD-spectrograms of the Jovian disk central meridian with a double overlap of all longitudes and with the step 1.8 degree. The latitudinal variations of the central depths of the methane absorption bands at wavelengths 619, 725, 798 and 887 nm were studied. It was shown that these variations are generally similar at all longitudes, but not the same for different bands of extremes (max and min) absorption position. Zonal differences in absorption are not correlated with the position of light and dark cloud belts, except for the 887 nm band, which preserves many years a well-defined minimum in the equatorial zone of Jupiter. The 798 nm band shows more variation in the depth values at low latitudes than other bands, which may be due to the presence within this band the ammonia absorption also. A comparison of the latitudinal variation of the absorption bands in the 619 and 725 nm show a loop-form of the relation of these bands depths in the low-latitude region of Jupiter. Rough estimates of the effective optical depth of the absorption formation on their differences in a simple two-layer model indicate the existence of varying with latitude vertical inhomogeneity of cloud cover.

Keywords: Jupiter, methane, spectrophotometry.

Поступила 2.09.2013г.

В. Д. ВДОВИЧЕНКО, Г. А. КИРИЕНКО

(ДТОО «Астрофизический институт им. Фесенкова», Алматы, Республика Казахстан)

**ВАРИАЦИИ ПОГЛОЩЕНИЯ МЕТАНА НА ЮПИТЕРЕ
В ПОЛОСЕ CH₄ 889 НМ В 2009-2011 ГОДАХ**

Аннотация. По снимкам в непрерывном спектре и в глубокой полосе поглощения метана CH₄ 889 нм делается попытка проанализировать особенности изменения распределения метанового поглощения по диску Юпитера в период осветления Южной Экваториальной полосы (SEB) в 2010 году по сравнению с 2009 и 2011 годами. Делается вывод о том, что в 2010 году оптическая толщина поглощения на луче зрения SEB относительно центра диска действительно стала заметно больше чем в 2009 году. Отмечается, что значительные активные процессы и изменения в эффективной толщине поглощения происходили на границах SEB и EZ, а также на границе NEB и NTrZ.

Ключевые слова: Юпитер, полосы поглощения, метан, аммиак, SEB, GRS.

Тірек сөздер: Юпитер, жұтылу жолағы, метан, аммиак, SEB, GRS.

Keywords: Jupiter, absorption bands, methane, ammonia, SEB, GRS.

В одной из предыдущих наших статей [1] мы уже затрагивали вопрос о вариациях аммиачного и метанового поглощения на Юпитере в период осветления (исчезновения) Южной Экваториальной Полосы (SEB) по результатам спектральных наблюдений, проведенных в лаборатории физики Луны и планет Астрофизического института им. В. Г. Фесенкова в 2009–2011 гг.

Согласно результатам инфракрасных наблюдений [2], причиной такой метаморфозы явилось то, что меридиональный температурный градиент внутри SEB понижался в течение 2008–2010 годов, уменьшая вертикальный тепловой поток в местах расположения зональных потоков, находящихся на границах SEB. Южная часть SEB полностью осветлилась к июлю 2010 г., и для нее (на широтах 19°–20°S) была характерна волновая (с короткими длинами волн) структура. Северная часть SEB в течение всего процесса осветления выглядела как узкий, серый коридор, обеспечивающий условия, при которых облака не возникают. Пониженные температуры и повышенная аэрозольная непрозрачность SEBZ после июля 2009 г. согласуются с направленным вверх потоком примесей (например, насыщенного аммиаком воздуха) и с повышенной конденсацией, ослабляя поглощение голубого излучения в УФ области спектра, обусловленное различного рода хромофорами и усиливая осветление SEB к апрелю 2010 г. Сравнивая попарно между собой снимки Юпитера, полученные в эти годы в трех участках спектра: УФ – ближний ультрафиолет, ИК – ближняя инфракрасная область спектра, свободная от поглощения аммиака и метана и в полосе поглощения метана CH₄ 889 нм, можно увидеть, что в глубокой полосе метана CH₄ 889 нм, которая формируется вблизи верхней границы облачного покрова, внешний вид Юпитера от года к году мало меняется, и SEB в 2010 году остается такой же темной как и в 2009 г. Максимальные изменения прослеживаются в основном на снимках в УФ-области спектра, за формирование которых ответственны облачные ярусы в конвективной тропосфере, а не в верхней тропосфере, которая контролируется лучистым равновесием, что наглядно видно на рисунке 1.

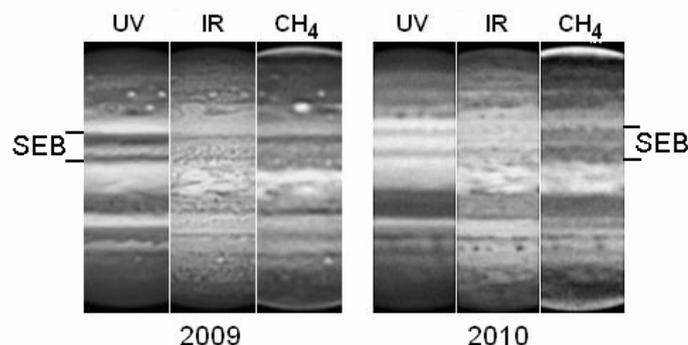


Рисунок 1 – Фрагменты центрального меридиана Юпитера в трех областях спектра в 2009 и 2010 гг.

SEB на Юпитере расположена южнее экватора (южные тропические широты). Ее характерной особенностью является присутствие на ее южной границе Большого Красного Пятна (GRS). Обычно эта полоса имеет темно-коричневый цвет. Она опоясывает всю планету, и зональные потоки на ее границах, имеют, как известно, противоположное направление. В этой полосе наблюдается интенсивная конвективная активность и грозовые штормы. Здесь же присутствуют и аммиачные облака. Процесс осветления SEB наблюдался ранее, и не один раз. Можно даже отметить некие характерные для подобного явления особенности: сначала на широте 7-17°S (на северо-западе от GRS) прекращается турбулентная активность и затухают конвективные движения, что сопровождается осветлением полосы. Процесс может длиться несколько месяцев. Сначала он захватывает южную компоненту SEB на широте 15-17°S, а впоследствии и северную (7-10°S), и это уже может длиться годами. Здесь интересно отметить, что в продолжение этого необычного для планеты периода GRS находится в совершенно спокойном состоянии: оно выглядит как красный овал, окруженный белым аэрозолем. Через 1-3 года SEB начинает возвращаться к прежнему виду. Вначале происходят единичные локальные возмущения. Эти конвективные «извержения» становятся все более мощными и сложными по виду. На бледном фоне SEB появляются яркие и темные цвета, которые, «расползаясь», возвращают полосе его прежний коричневый цвет.

В течение последнего процесса визуальное осветление южной части SEB началось западнее GRS и достигло области восточнее GRS к октябрю-ноябрю 2009 г. К моменту завершения этого осветления (апрель-июль 2010 г.) тропосферная непрозрачность SEB-аэрозоля повысилась на 80% по сравнению с ее значением в 2008 г. Эта непрозрачность «затуманивала» как ее южную часть, так и пять коричневых образований (баржи), которые присутствовали там (наблюдались) с 2009. Осветленная SEB казалась исключительно неподвижной (полное отсутствие конвективных «плююмажей» или пятен), и только узкая северная часть ее оставалась относительно свободной от облаков. По результатам инфракрасных фильтровых измерений [2] возрастание ИК оптической толщины SEB-аэрозоля проявилось в июне-августе 2009 г. на всех высотах облачных уровней при давлениях 0.8-3 бар. Это повлекло за собой повышение визуальной отражательной способности SEB в течение нескольких месяцев.

После прекращения турбулентно-конвективной активности на северо-западе от GRS в мае 2009 г., в центре SEB на уровне с давлением $p > 300$ мб в июле-августе 2009 г. сформировалась низкотемпературная зона, но это произошло до повышения визуального альбеда. Низкотемпературное образование наблюдалось только в конвективно-нестабильном районе тропосферы, но его результатом стало понижение меридионального температурного градиента (и, следовательно, теплового вертикального потока на зональных границах) на высотах 100-300 мб. Осветление SEB не повлияло на стратосферные температуры на уровне 5 мб.

Прекращение турбулентно-конвективной активности на северо-западе от GRS повлекло за собой формирование холодной зоны, появление «коричневых барж» и повышение аэрозольной непрозрачности. Если принять во внимание, что «кильватер» GRS находился в состоянии покоя до начала процесса осветления, то это предполагает динамическую связь между атмосферными потоками вокруг GRS и «жизненным циклом» SEB.

В связи с этим нам представилось интересным проследить поведение GRS за длительный период.

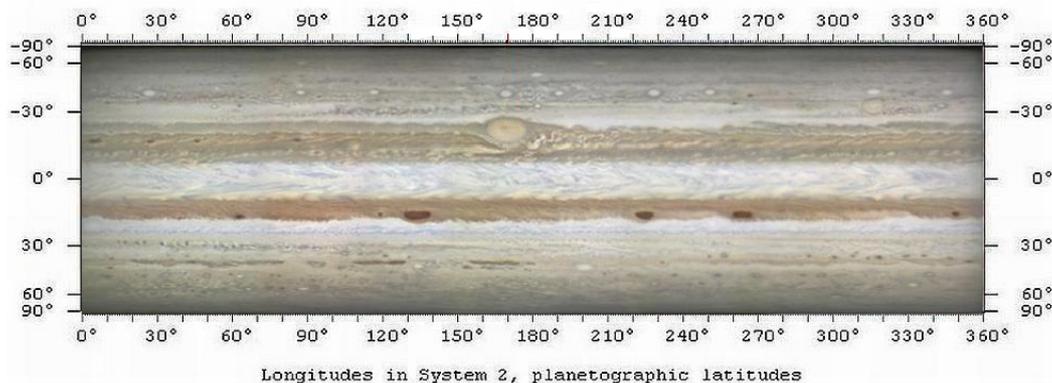


Рисунок 2 – Развертка изображения центрального меридиана Юпитера по долготе (ноябрь 2011 г.)

По долготным меридиональным разверткам, представленным в Интернете [3] за 2002-2012 гг. (одна из них показана на рисунке 2), нам удалось проследить дрейф Большого Красного Пятна (БКП или GRS) во второй системе координат Юпитера в течение 10-летнего периода (рисунок 3, а).

Оказалось, что за два года до драматических событий, связанных с осветлением SEB в 2010 году, равномерный дрейф БКП был нарушен. Большое Красное Пятно длительное время, почти в течение года, в период с июля 2007 по июль 2008 гг., оставалось практически на одной долготе, что подтверждается и результатами других авторов (рисунок 3, б) [3(j080512r3)].

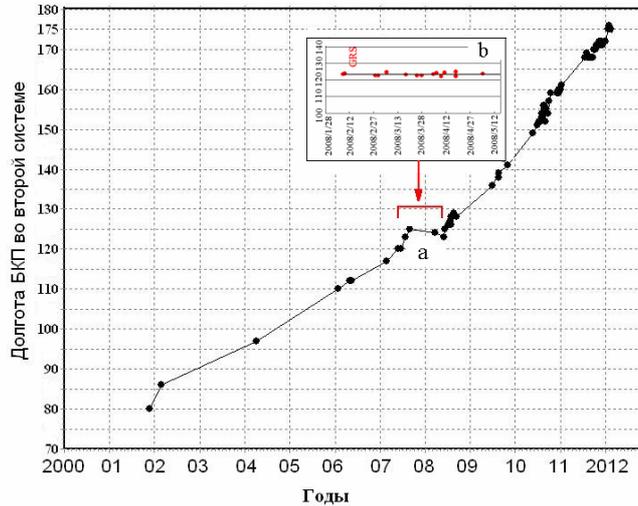


Рисунок 3 – Дрейф Большого Красного Пятна в период 2002–2012 гг.

Чтобы понять, как осветление SEB повлияло на вариации метанового поглощения по диску Юпитера в целом, были использованы изображения Юпитера в ближней ИК-области спектра и в полосе поглощения метана CH_4 889 нм, размещенные на сайте [3].

Из огромного многообразия фотографий (десятки тысяч) были выбраны лучшие по качеству, вблизи противостояния планеты с интервалом съемки не более 3 мин между снимками в ИК-области и в CH_4 889 нм, для наилучшего совпадения деталей. Наиболее качественными оказались снимки D.Parker (Coral Gables), T.Akutsu (Cebu Philippines), Brisbane (Australia), D.Peach, C.Pellier, A.Wesley (Murrumbateman Australia) и Akihiro Yamazaki (Tokyo Japan). По отношению снимков в непрерывном ИК-диапазоне и в глубокой полосе метана CH_4 889 нм строилось новое изображение, соответствующее распределению метанового поглощения по диску планеты. Программа обработки снимков написана на Delphi и позволяет:

- вводить снимки в непрерывном спектре и в полосе поглощения CH_4 889 нм;
- вычитать фон у каждого снимка;
- при необходимости смещать один снимок относительно другого по обеим координатам;
- представлять результирующий снимок в черно-белом или цветном виде;
- регулировать цветовую градацию результирующего снимка;
- под исходными снимками выводить на графики разрезы относительной интенсивности параллельно экватору и центральному меридиану;
- под результирующим снимком выводить графики вариации Δt эффективного, которые эквивалентны разности между оптической толщиной поглощения на луче зрения исследуемой зоны и таковой для центра диска;
- сохранять скриншот и табличные данные всех расчетов в отдельный файл.

Рабочий скриншот программы представлен на рисунке 4.

Наиболее характерный результат обработки серии снимков за 2009, 2010 и 2011 гг. представлен на рисунке 5.

В целом результаты не противоречат тем, что были получены нами при обработке спектрограмм [1], но содержат больше деталей из-за хорошего качества исходных изображений. Однако ввиду того, что снимки не стандартизованы и получены методом многослойного наложения, они

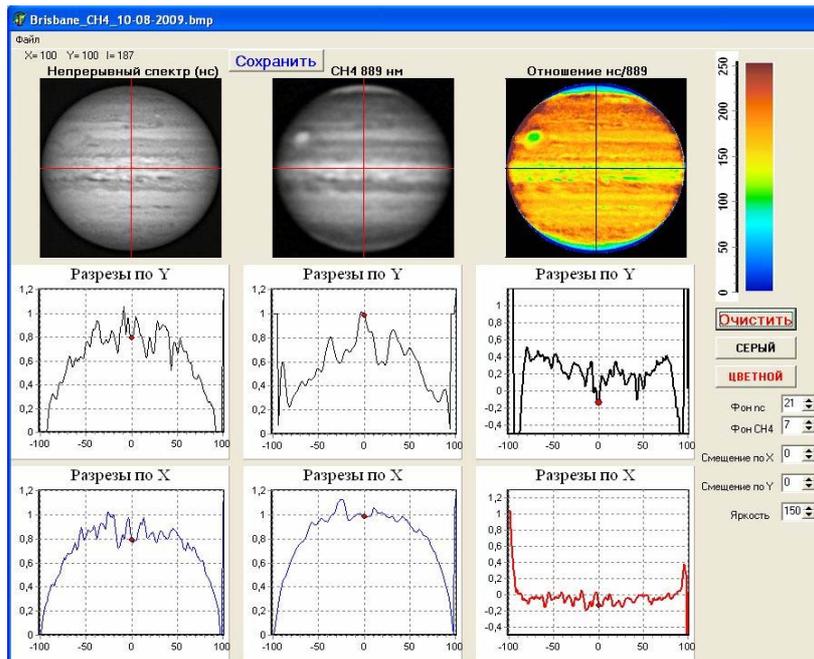


Рисунок 4 – Скриншот программы отношения снимков в непрерывном спектре и в полосе метана CH₄ 889 нм

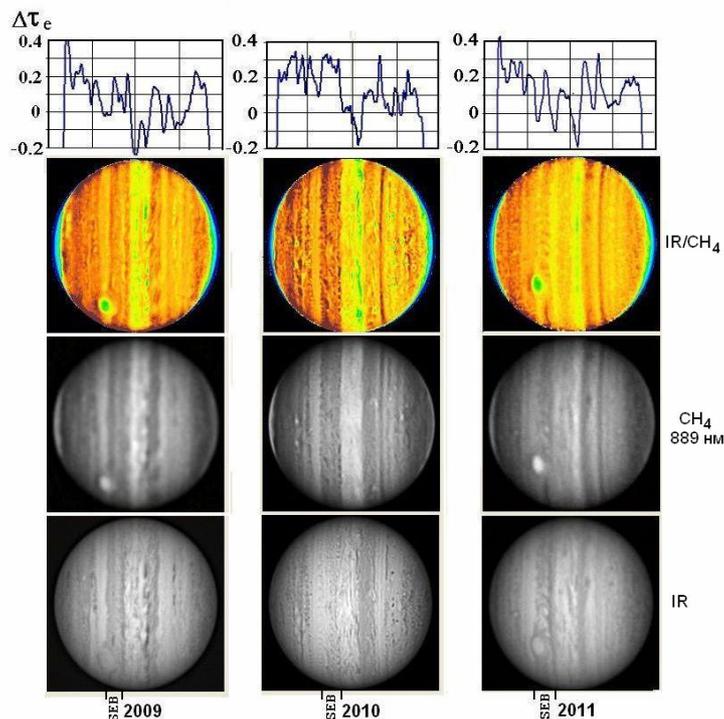
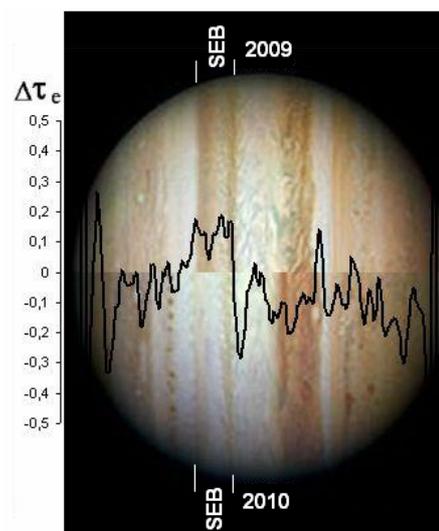


Рисунок 5 – Внешний вид Юпитера в непрерывном спектре (IR) и в полосе поглощения метана CH₄ 889 нм, их отношение и ΔT_e эффективное вдоль центрального меридиана для трех лет 2009–2011 гг.

не обладают необходимой фотометрической точностью, а результаты обработки носят скорее всего качественно-иллюстративный характер и к приводимым оценкам ΔT_e эффективного следует относиться с осторожностью.

Представляется интересным сравнить значения ΔT_e эффективное для 2009 года, когда SEB была в обычном состоянии и для 2010 года, когда произошло ее осветление. Такое сравнение представлено на рисунке 6, на котором нижняя полусфера соответствует изображению Юпитера в 2010 г., а верхняя – в 2009 г. Здесь же на снимок нанесена разность $\Delta T_{2010} - \Delta T_{2009}$.

Рисунок 6 – Внешний вид Юпитера в 2009 году (верхняя полусфера), в 2010 г. (нижняя полусфера) и разность оптических толщ $\Delta\tau_{2010} - \Delta\tau_{2009}$



На рисунке 6 хорошо видно, что в 2010 году $\Delta\tau$ эффективное в области SEB действительно стало заметно больше, чем в 2009 году. Здесь же хорошо заметно, что наиболее активные процессы и значительные изменения в $\Delta\tau$ эффективное происходили также на границах SEB и EZ, что подтверждается результатами инфракрасных фильтровых наблюдений [2], а также на границе NEB и NTrZ, но с противоположным знаком.

Работа выполнена в рамках программы 055 научно-исследовательской работы «Изучение физических свойств избранных объектов солнечной системы».

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Вдовиченко В.Д., Кириенко Г.А., Тейфель В.Г., Харитоновна Г.А. Драматические события на Юпитере в 2009–2011 годах // Известия НАН РК. Сер. физ.-мат. – 2012, – № 3. – С. 58-62
- 2 Fletcher L.N., Orton G.S. et al. Jovian temperature and cloud variability during the 2009–2010 fade of the South Equatorial Belt // Icarus, 2011. – Vol. 213. – P. 564-580.
- 3 <http://alpo-j.asahikawa-med.ac.jp/Latest/Jupiter.htm>.

REFERENCES

- 1 Vdovichenko V.D., Kirienko G.A., Teyfel V.G., Haritonova G.A. Dramaticheskie sobyitiya na Yupiter v 2009-2011 godah // Izvestiya NAN RK. Seriya fiz.-mat. 2012, № 3, S. 58-62 (in Russ).
- 2 Fletcher L.N., Orton G.S. et al. Jovian temperature and cloud variability during the 2009-2010 fade of the South Equatorial Belt // Icarus, 2011, Vol. 213. P. 564-580.
- 3 <http://alpo-j.asahikawa-med.ac.jp/Latest/Jupiter.htm>.

Резюме

В. Д. Вдовиченко, Г. А. Кириенко

(«Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан Республикасы)

2009–2011 ЖЫЛДАРДАҒЫ CH₄ 889 НМ ЖОЛАҒЫНДА ЮПИТЕРДЕГІ МЕТАННЫҢ ӨЗГЕРУЛЕРІ

2009 және 2011 жылдармен салыстырғанда 2010 жылғы Оңтүстік Экваторлы жолақтың (SEB) жарықтану периодында Юпитердің дискісінде метан жұтылуы таралуының өзгеру ерекшеліктеріне, үздіксіз спектрдің суреттері және CH₄ 889 нм метанның жұтылу жолағы арқылы талдап көру жұмыстары жүргізілді. 2009 жылға қарағанда дискінің центрімен салыстырғанда SEB көзге көрінерлік сәуле жұтылуының оптикалық қалыңдығы 2010 жылы үлкендігі нақты түрде байқалады деген шешім қабылданады. Белсенді процестер және тиімді қалыңдықтың жұтылуының өзгерулері SEB және EZ шекараларында, сонымен бірге NEB және NTrZ шекараларында да болған.

Тірек сөздер: Юпитер, жұтылу жолағы, метан, аммиак, SEB, GRS.

Summary

V. D. Vdovichenko G. A. Kirienko

(ДТОО «Fesenkov Astrophysical Institute», Almaty, Republic of Kazakhstan)

METHANE ABSORPTION VARIATIONS ON JUPITER IN THE BAND OF CH₄ 889 nm IN 2009–2011

An attempt to analyze change of methane absorption distribution on the Jovian disk during the fade of the SEB in 2010 as compared with those in 2009 and 2011 is undertaken. This is made using snapshots of Jupiter in the continuum (IR) and in the CH₄ 889 nm. The conclusion is drawn that in 2010 an absorption optical depth of SEB (on a sight beam) relatively the disk centre, indeed, became noticeably more than in 2009. It is note that considerable active processes and changes in the effective optical absorption depth were happening on borders between SEB and EZ and also between NEB and NTrZ.

Keywords: Jupiter, absorption bands, methane, ammonia, SEB, GRS.

Поступила 2.09.2013г.

УДК 551.501+551.510

Т. Б. ОМАРОВ, В. А. ФИЛИППОВ, Р. В. ФИЛИППОВ

(ДТОО «Астрофизический институт им. Фесенкова», Алматы, Республика Казахстан)

ЛАЗЕРНО-ЛОКАЦИОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕТЕОРНЫХ СЛЕДОВ В ВЕРХНЕЙ ПОЛОВИНЕ МЕЗОСФЕРЫ

Аннотация. Представлены лазерно-локационные экспериментальные исследования метеорных следов в мезопаузе и в верхней половине мезосферы (65–82 км, над уровнем моря). Приведены характеристики измеренных метеорных следов (высота, время, уровень принятого локационного сигнала, контрастность метеорного следа, распределение метеорных следов по высоте). При этом использовалось наклонное и вертикальное зондирование. На основании имеющихся данных сделан вывод о стимулировании вертикальной неоднородности атмосферы метеорами, выявлены эти высоты. Всё это необходимо учитывать для безопасности полетов космических летательных аппаратов.

Ключевые слова: метеор (метеорный след), мезосфера, мезопауза, лазер (лазерный локаатор), аэрозоль (аэрозольная частица).

Тірек сөздер: метеор (метеорлық із), мезосфера, мезопауза, лазер (лазерлі локаатор), аэрозоль (аэрозольды бөлшек).

Keywords: meteor (meteor trace), mesosphere, mesopause, laser (laser locator), aerosol (aerosol particle).

В настоящей работе рассматриваются метеорные следы в верхней половине мезосферы (65–82 км, над уровнем моря), обнаруженные с помощью нашего лазерного локаатора. Эта статья является продолжением цикла работ, посвященных экспериментальным исследованиям метеорных следов в стратосфере и мезосфере [1-3].

Часть этих метеорных следов представлена на рисунках 1–3. Здесь по горизонтальной оси отложена высота (H) в км над уровнем моря, а по вертикальной оси – величина принятого сигнала (N) в фотоэлектронах.

С помощью нашего лазерного локаатора в мезопаузе и верхней мезосфере (на высотах от 65 до 82 км) было обнаружено 5 метеорных следов из 24. При этом 3 метеорных следа были расположены в верхней мезосфере, а 2 – в мезопаузе (выше 80 км). На рисунке 1 представлен метеорный след, измеренный лазерным локаатором в верхней мезосфере, на высоте 76,0 км с 22 ч 11 мин. до 22 ч 14 мин. 31.10.88. Время накопления принятого локационного сигнала – 3 мин. Принятый локационный сигнал от метеорного следа составил 54 фотоэлектрона и возрос по сравнению с сигналом от нормальной атмосферы на этих высотах в 25 раз.

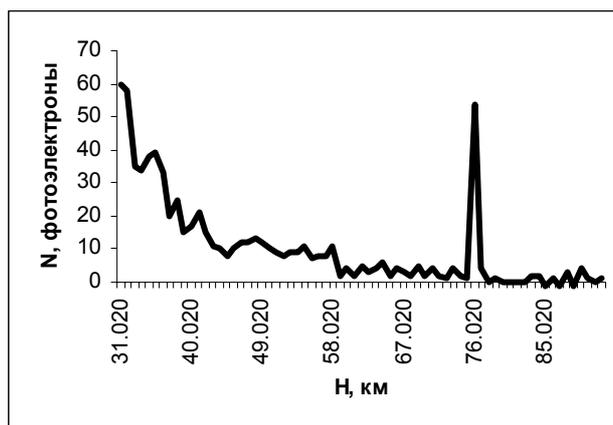


Рисунок 1 – Лазерно-локационное зондирование метеорного следа в верхней мезосфере

Следующий метеорный след, обнаруженный с помощью лазерного локалятора в верхней мезосфере находился на высоте 73,1 км (наклонная дальность – 74,2 км). Измерения были выполнены с 1 ч 37 мин. до 1 ч 42 мин. 01.11.88. Принятый локационный сигнал от метеорного следа составил 53 фотоэлектрона и возрос по сравнению с сигналом от невозмущенной атмосферы на этих высотах в 25 раз. Время накопления локационного сигнала – 5 мин.

Третий метеорный след в верхней половине мезосферы был зарегистрирован на расстоянии 91,8 км от лазерного локалятора (наклонная дальность), с 3 ч 14 мин. до 3 ч 24 мин. 31.10.88. При этом он находился на высоте 65,0 км над уровнем моря. Время накопления принятого локационного сигнала – 10 мин. Зенитный угол составил 45 градусов. Наклон локалятора осуществлялся в направлении меридиана – на юг. Принятый локационный сигнал от метеорного следа составил 518 и 514 фотоэлектронов (для верхнего и нижнего стробов), и возрос в 28 раз по сравнению с сигналом от невозмущенной атмосферы.

Здесь впервые за время зондирования метеоров метеорный след попал сразу в 2 строба по 900 м, что подчеркивает преимущество наклонного зондирования метеорных следов. Это позволило более детально оценить толщину метеорного следа, поскольку вертикальное разрешение составило 636 м вместо 900 м.

На рисунке 2 представлен метеорный след, расположенный в мезопаузе, на высоте 81,4 км над уровнем моря. Измерение, выполненное с помощью лазерного локалятора, было проведено с 23 ч 31 мин. до 23 ч 34 мин. 31.10.88. Принятый локационный сигнал от метеорного следа составил 54 фотоэлектрона и возрос в 18 раз по сравнению с аналогичным сигналом от невозмущенной атмосферы на этих высотах.

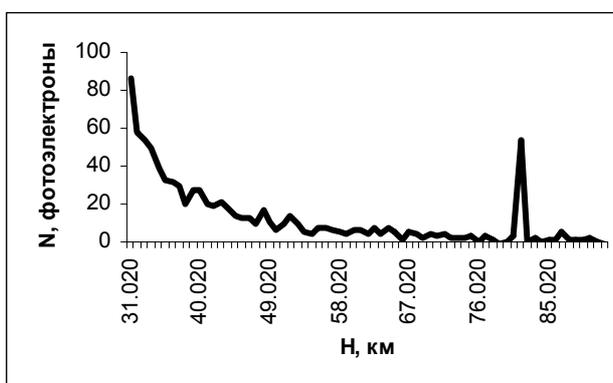


Рисунок 2 – Лазерно-локационное зондирование метеорного следа в мезопаузе

На рисунке 3 представлен метеорный след, расположенный в мезопаузе, на высоте 81,4 км. Лазерно-локационное измерение этого метеорного следа было проведено с 21 ч 15 мин. до 21 ч 18 мин.

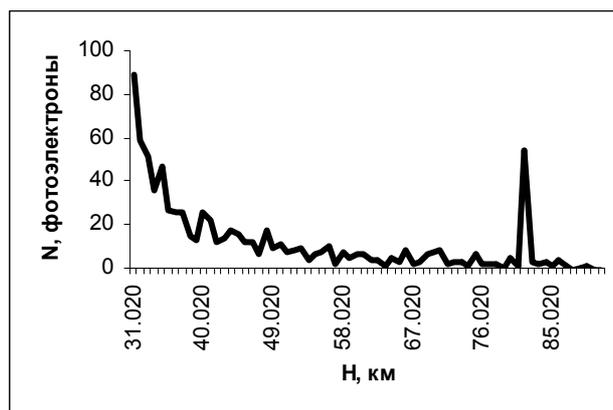


Рисунок 3 – Лазерно-локационное зондирование метеорного следа в мезопаузе

31.10.88. Уровни локационных сигналов от метеорного следа и от невозмущенной части атмосферы на этих высотах совпадают с точностью до 1 фотоэлектрона для последних двух метеорных следов. Последние два метеорных следа (рисунок 2, 3) являлись самыми высокими из всех обнаруженных с помощью нашего лазерного локатора.

Высота 81, 4 км – это середина 900 метрового слоя (81,0–81,9 км) атмосферы, в котором были обнаружены эти 2 метеорных следа. Эти высоты характерны тем, что здесь наиболее часто наблюдаются серебристые (или мезосферные) облака и находится минимум температуры атмосферы (менее минус 85 °С). На этих высотах возможно одновременное измерение метеорных следов с помощью радиолокатора, лазерного локатора, основанного на молекулярном рассеянии (как у нас) и лидара, основанного на резонансном рассеянии атомов натрия.

Известно, что высоты появления (возгорания) метеоров в основном формируются вблизи определенного уровня – около 110 км, а высоты их исчезновения – вблизи двух различных уровней, один из которых находится на высоте 70 км, а другой на высоте 48 км. На кривой зависимости частоты исчезновения метеоров от высоты имеется резкий минимум на высоте 55 км. На этой высоте редко погасают метеоры [4].

Очевидно, что все перечисленные высоты, кроме 55 км, относятся к резким увеличениям плотности атмосферы и концентрации аэрозольных частиц. Поэтому здесь происходит возгорание метеоров (110 км), и они гаснут после наиболее интенсивного горения, испарения и т. д. на более низких высотах (70 и 48 км).

Метеорные следы, обнаруженные с помощью нашего лазерного локатора, также распределяются по высоте крайне неравномерно. Вот и в диапазоне высот от 65 до 82 км 2 метеора из 5 находятся в узком 900-метровом слое в мезопаузе, где находится аэрозольный слой в виде серебристых облаков.

Более того, попадая в эти скачки плотности и концентрации аэрозольных частиц, метеоры ещё более увеличивают вертикальную неоднородность атмосферы, что исключительно важно учитывать для космических летательных аппаратов, которые пересекают эти слои атмосферы. Очевидно также, что подобная неоднородность атмосферы имеется и в атмосферах других планет и крупных спутников планет.

Исследования метеоров, метеорных явлений, метеоритных частиц имеет огромное значение для астрофизики Солнечной системы. Получив подробную информацию о плотности метеорной пыли в окосолнечном пространстве, ее составе, неоднородном распределении в космическом пространстве можно развить детально космогонические представления применительно ко всем объектам Солнечной системы.

По мнению авторов статьи, то, что очень большое число метеоров сгорает именно на больших высотах, указывает на специфику их состава. Вероятно, что большое количество метеоров имеет ледяную структуру, образованы из различных типов льдов. Значительное же количество самих метеорных частиц указывает на то, что роль небольших ледяных частиц в Солнечной системе, метеорных роев из ледяных частиц, может быть очень высока. Для космогонии данное представ-

ление имеет большое значение, так как следствием этого является то, что роль больших количеств ледяных частиц разного размера была очень высока в процессе эволюции Солнечной системы. В частности, вероятно, можно обнаружить большие скопления льда, различного химического состава, засыпанные пылью, грунтом на Луне и других объектах Солнечной системы, там, где не характерно присутствие поверхностных льдов.

Работа выполнена по бюджетной программе 055, подпрограмма 101 «Грантовое финансирование научных исследований».

ЛИТЕРАТУРА

1 Омаров Т.Б., Филиппов В.А., Филиппов Р.В. Лазерно-локационные исследования метеорных следов в стратосфере и мезосфере // Мат-лы XVI Междунар. симп. «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы». – Томск: Институт оптики атмосферы, 2009. – С. 391-393.

2 Омаров Т.Б., Филиппов В.А., Филиппов Р.В. Лазерно-локационные исследования метеорных следов в стратосфере // Известия НАН РК. Сер. физ.-мат. – 2010, № 4. – С. 114-116.

3 Омаров Т.Б., Филиппов В.А., Филиппов Р.В. Лазерно-локационные исследования метеорных следов в нижней половине мезосферы // Известия НАН РК. Сер. физ.-мат. – 2011, № 4. – С. 95-97.

4 Митра С.Г. Верхняя атмосфера. – М.: Изд. иностр. лит., 1955. – 640 с.

REFERENCES

1 Omarov T.B., Filippov V.A., R.V. Filippov R.V. XVI Simpozium Optika atmosfery i okeana. Fizika atom-sfery. Tomsk, **2009**. 391-393 (in Russ.).

2 Omarov T.B., Filippov V.A., R.V. Filippov R.V. Izvestija NAN RK, **2010**, 4, 114-116 (in Russ.).

3 Omarov T.B., Filippov V.A., R.V. Filippov R.V. Izvestija NAN RK, **2011**, 4, 95-97 (in Russ.).

4 Mitra S.K. Verhnjaja atmosfera. M. **1955**. 640. (in Russ.).

Резюме

Т. Б. Омаров, В. А. Филиппов, Р. В. Филиппов

(«Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан Республикасы)

МЕЗОСФЕРАНЫҢ ЖОҒАРҒЫ ЖАРТЫСЫНДАҒЫ МЕТЕОРЛЫ ІЗДЕРДІҢ ЛАЗЕРЛІ-ЛОКАЦИОНДЫ ЗЕРТТЕУЛЕРІ

Мезосфераның жоғарғы жартысында (теңіз деңгейіндегі 62-82 км) және мезопаузадағы метеорлық іздердің тәжірибелік лазерлі-локационды зерттеулері берілген. Метеорлық іздердің өлшенген мінеземелері келтірілген (биіктік, уақыт, қабылданған локационды дабылдың деңгейі, метеорлық іздің қарама-қайшылығы, биіктік бойынша метеорлы іздердің таралуы). Сонымен бірге вертикалды және көлбеулі зондтау қолданылды. Бар мәліметтер негізінде тұжырым жасалынды, метеорлар арқылы атмосфера біртектісіз вертикалды ынталандырылады, бұл биіктіктер табылды. Мұның барлығы ғарыштық ұшу аспаптарының қауіпсіздігін қамтамасыздандыру үшін қажет.

Тірек сөздер: метеор (метеорлық із), мезосфера, мезопауза, лазер (лазерлі локаатор), аэрозоль (аэрозольды бөлшек).

Summary

T. B. Omarov, V. A. Filippov, R. V. Filippov

(D TOO «Fesenkov Astrophysical Institute», Almaty, Republic of Kazakhstan)

STUDY OF METEOR TRACES BY LASER LOCATION IN UPPER MESOSPHERE

Paper presents experimental results of laser location of meteor traces in upper atmosphere- in mesopause and in the upper part of mesosphere (65-82 km above sea level). Characteristics of measured meteor traces in mesosphere are represented in the article (height, time of registration, intensity of located signal, relative intensity of meteor trace to the background, distribution of meteors by heights). Vertical and angle laser sensing of the atmosphere was produced. On the basis of that study a conclusion was made of stimulation of vertical inhomogeneity of upper atmosphere by meteors. The study of meteors plays significant role for the safety of space flights.

Keywords: meteor (meteor trace), mesosphere, mesopause, laser (laser locator), aerosol (aerosol particle).

Поступила 2.09.2013г.

М. А. КРУГОВ, Н. В. ЛИЧКАНОВСКИЙ, В. М. ТЕРЕЩЕНКО

(ДТОО «Астрофизический институт им. Фесенкова», Алматы, Республика Казахстан)

МОДЕРНИЗАЦИЯ СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ ТЕЛЕСКОПОМ «ЦЕЙСС-1000». I. ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ МОДЕРНИЗАЦИИ И ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИКИ ТЕЛЕСКОПА

Аннотация. Описаны основные принципы и требования к модернизации системы управления телескопа «Цейсс-1000», которая осуществлена на Тянь-Шаньской астрономической обсерватории. Представлены метод и результаты исследования механизма часового ведения, выяснены причины 4-минутных колебаний с амплитудой 5 угловых секунд. Изложены способы компенсации колебаний монтировки трубы.

Ключевые слова: телескоп, система управления, автоматизация.

Тірек сөздер: телескоп, басқару жүйесі, автоматтандыру.

Keyword: telescope, driving system, automation.

Астрофизический институт им. В. Г. Фесенкова обладает тремя 1-м телескопами фирмы «Карл Цейсс, Йена». Один из них установлен на обсерватории «Ассы-Тургень», два других – на Тянь-Шаньской астрономической обсерватории (бывшей станции ГАИШ). Заметим, что данная серия 1-м телескопов предназначалась, прежде всего, для обучения студентов – будущих астрономов. Однако, благодаря своим аппаратурным возможностям и относительно небольшой цене, они оказались довольно востребованными, и не только университетами, но и научно-исследовательскими институтами. Телескопы изготавливались в 70-80-х годах прошлого столетия. Система их управления разработана венгерской фирмой «Vilati» и изготовлена на полупроводниковой основе. За прошедшие годы система морально устарела, физически изнасилась и вышла из строя. Ситуация с телескопами на ТШАО усугублялась еще и тем, что последние 20 лет на ней не было штатных сотрудников, обслуживающих телескопы. Необходимость модернизации системы управления была всем очевидна и поэтому в последние годы была предпринята попытка таковой на одном из 1-м телескопов (№12) [1]. К сожалению, она по разным причинам оказалась не совсем удачной и поэтому возникла необходимость повторной модернизации.

В основу вновь создаваемой системы управления телескопом были заложены следующие два принципа. Первый из них – универсальность. Под ним мы подразумеваем, что разработанную систему можно установить и на других телескопах, то есть тиражировать. В частности, мы планируем внедрить аналогичные системы управления на втором метровом телескопе ТШАО (№ 11) и на полутораметровом, который находится в обсерватории «Ассы». Второй принцип – интеграционная совместимость с международным стандартом ASCOM (Astronomy Common Object Model). Напомним, что ASCOM – это общепринятый протокол взаимодействия между астрономическими устройствами и программным обеспечением. Это важно, так как в будущем можно будет воспользоваться новыми разработками, т.е. новыми контроллерами, выполненными в данном стандарте. Кроме того, к общеизвестным требованиям к системе управления телескопом мы включили возможность дистанционного управления им. Дистанционное управление осуществляется с помощью программы Radmin – специальной программы для удаленного управления в среде Windows. При наличии надежного Интернета наблюдения можно проводить из любой точки Земли.

На наш взгляд, одной из причин неудачи предыдущей модернизации было отсутствие тщательного исследования механики телескопа. Возможно, что именно по этой причине не были устранены четырехминутные колебания по прямому восхождению с амплитудой около 5 угловых секунд. Заметим, что четырехминутные колебания в часовом ведении телескопа были замечены с самого начала эксплуатации телескопа, то есть, они являются следствием особенностей работы червячного редуктора телескопа. Для фотометрических и спектрофотометрических наблюдений с помощью приборов, имеющих линзу Фабри, эти колебания практически не сказывались на точности результатов наблюдений. Однако для получения качественных снимков проведения

прецизионных фотометрических или спектрофотометрических измерений слабых объектов с помощью ПЗС-матриц, когда требуется длительная экспозиция, такие колебания не позволительны.

Перед разработкой новой системы управления телескопом были исследованы некоторые его механические характеристики, в частности, выяснена природа вышеотмеченных колебаний. Для выяснения их природы были использованы штатные серводвигатели постоянного тока, синхронизированные оптическими энкодерами US Digital. В качестве регистрирующего элемента использовалась мелкопиксельная ПЗС-камера ATIC320E, которая крепилась на штатном гида.

На рисунке 1 представлена характеристика слежения за звездой, а на рисунке 2 – спектр мощности существующих колебаний в часовом ведении. Как следует из рисунка 2, основной вклад в колебания вносит гармоника с периодом 221 с, вызванная червячной парой, установленной на полярной оси телескопа. Второй всплеск с периодом 112 с и в три раза меньше амплитудой «выдает» червячная пара двухзаходного редуктора. Третий всплеск с амплитудой порядка одной угловой секунды и периодом 11.05 с порождает сам двигатель. Причинами его могут быть несоосность установки двигателя или прогиб муфты соединения с энкодером. Устранить существующие колебания в часовом ведении телескопа можно двумя способами. В первом из них в контроллер, управляющим часовым ведением, следует занести ход изменение напряжения со временем согласно кривой на рисунке 1, который компенсировал бы колебания, обусловленные изъянами червячной пары. Второй путь – это установить фотогид и с помощью обратной связи обеспечить удержание изображения объекта в нужном месте. Мы предпочли второй способ. Как упоминалось выше, была использована камера ATIC320E, которая устанавливалась в фокусе штатного гида ($D = 20$ см, $F = 200$ см). Пример, характеризующий качество ведения телескопа ПЗС-камерой, приведен на рисунке 3, на котором приводится снимок галактики M82, полученный на 1-м телескопе с экспозицией 10 минут. На снимке видны детали, угловые размеры которых менее 1 угловой секунды.

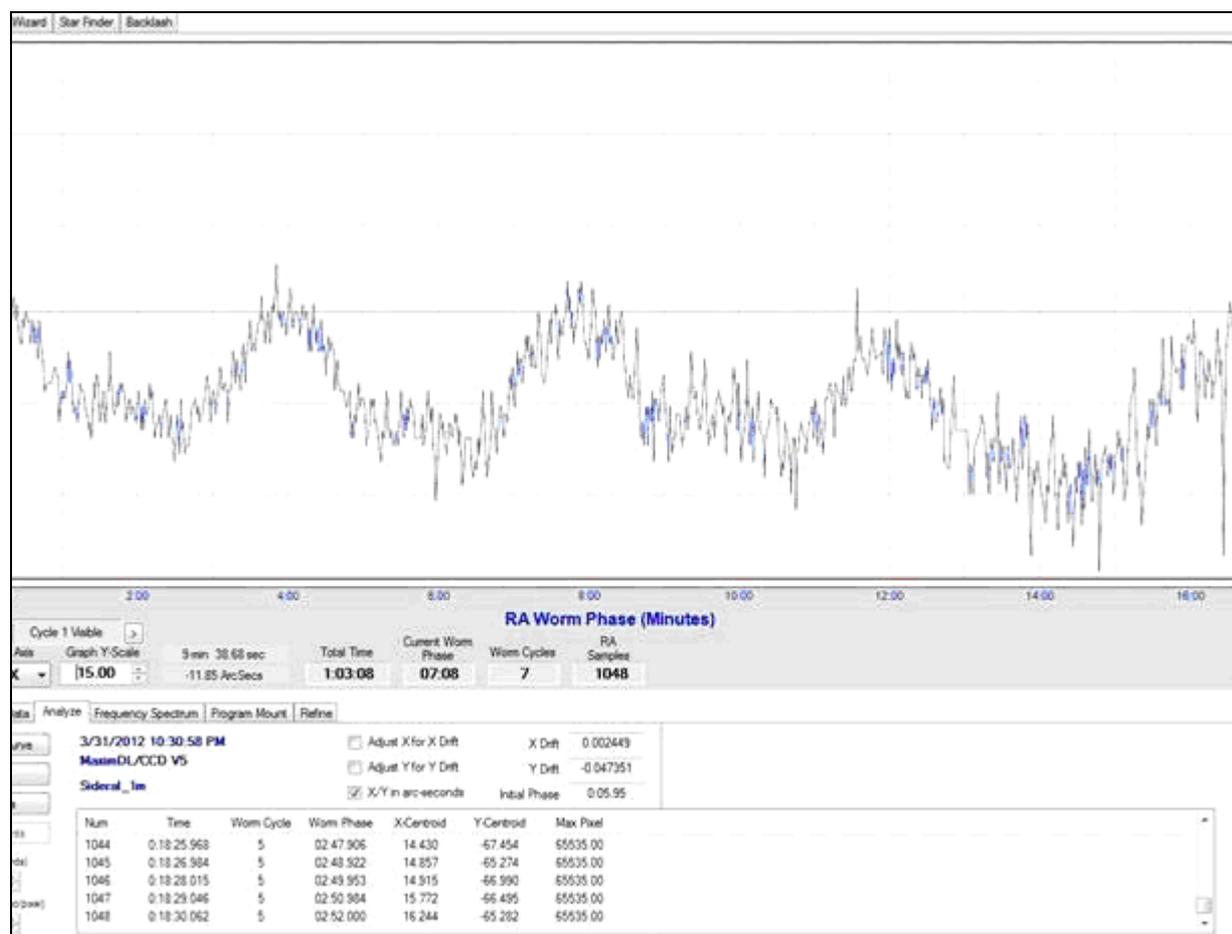


Рисунок 1 – Характеристика слежения за звездой. По оси абсцисс – время в минутах

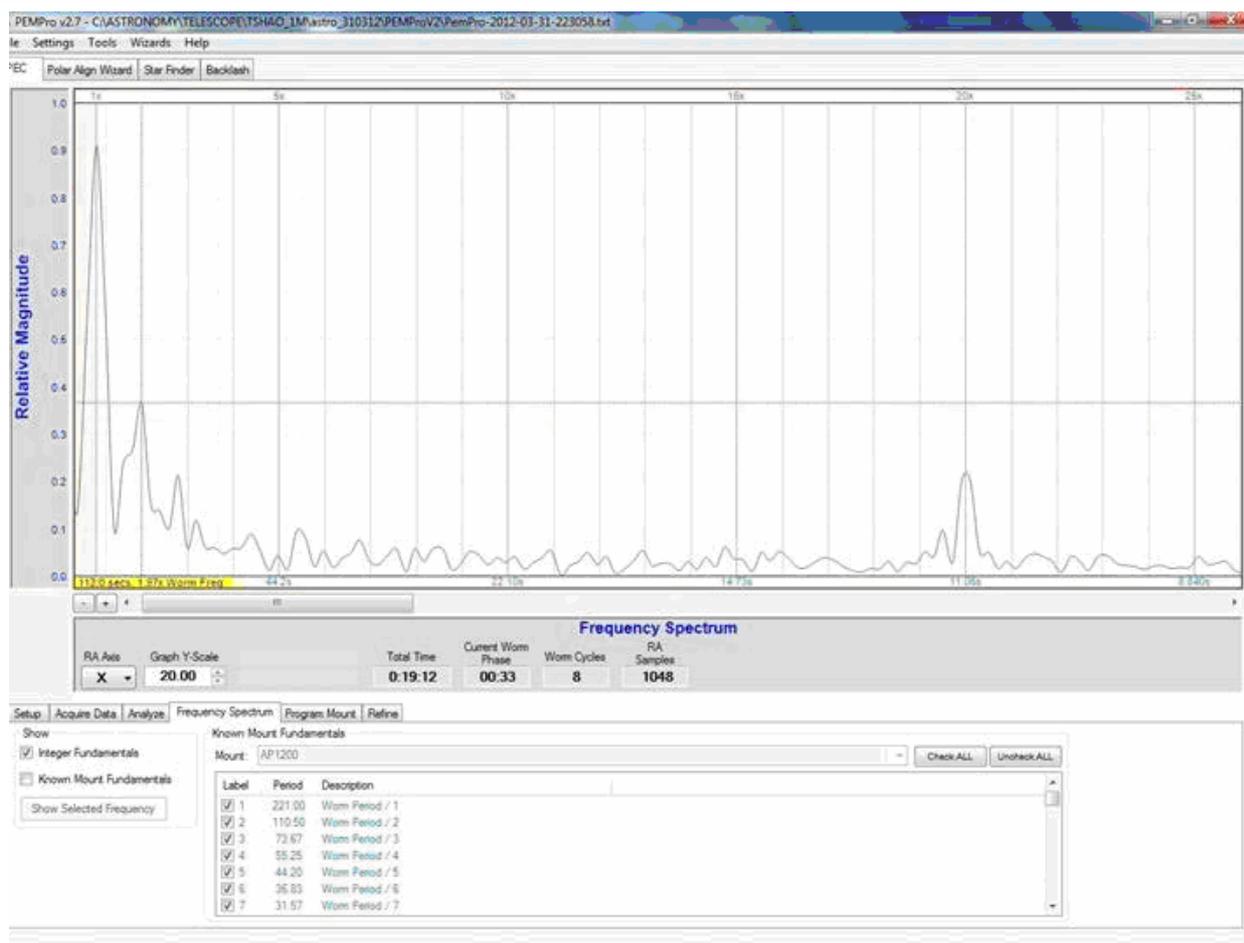


Рисунок 2 – Спектр мощности колебаний часового ведения

11-секундные колебания были устранены с помощью более совершенных муфт и энкодеров. Заодно была проверена и подправлена установка полярной оси телескопа, ориентация которой меняется вследствие происходящих землетрясений.

Из остальных требований к системе управления выделим блокировку движения телескопа в опасных положениях (столкновение трубы с колонной, опускание передней части трубы ниже горизонта) и составления «карты гнутия трубы». Под последней подразумевается занесение в контроллер «Servo Controller II» фирмы «Sideral Technology» [2] данных о наблюдаемых координатах разбросанных по всему небу опорных звезд, точные значения координат которых имеются в контроллере. Таких звезд – около 30. Пронаблюдав за ночь около 20 из них на разных зенитных расстояниях и разных азимутах, контроллер «выдает» «карту гнутий» – поправок к координатам в зависимости от положения трубы. Эти поправки совместно с поправками за рефракцию автоматически учитываются при наведении на объекты. Это очень важно, так как матрица в фокальной плоскости главной трубы охватывает поле всего около 10 угловых минут. Подробно модернизированная система управления 1-м телескопом будет описана в следующих статьях данного цикла.

Модернизация системы управления 1-м телескопом проводится в рамках выполнения проекта «Развитие методов и технологий исследования звезд ранних спектральных классов с инфракрасными избытками». Очевидно, однако, что телескоп можно использовать для решения многих других задач – как прикладных (наблюдения ИСЗ, космического мусора), так и фундаментальных. Из последних отметим исследование переменных звезд и звезд, обладающих планетами, создание спектрофотометрических и фотометрических стандартов. Еще раз подчеркнем, что разрабатываемую схему управления можно внедрить на других телескопах.

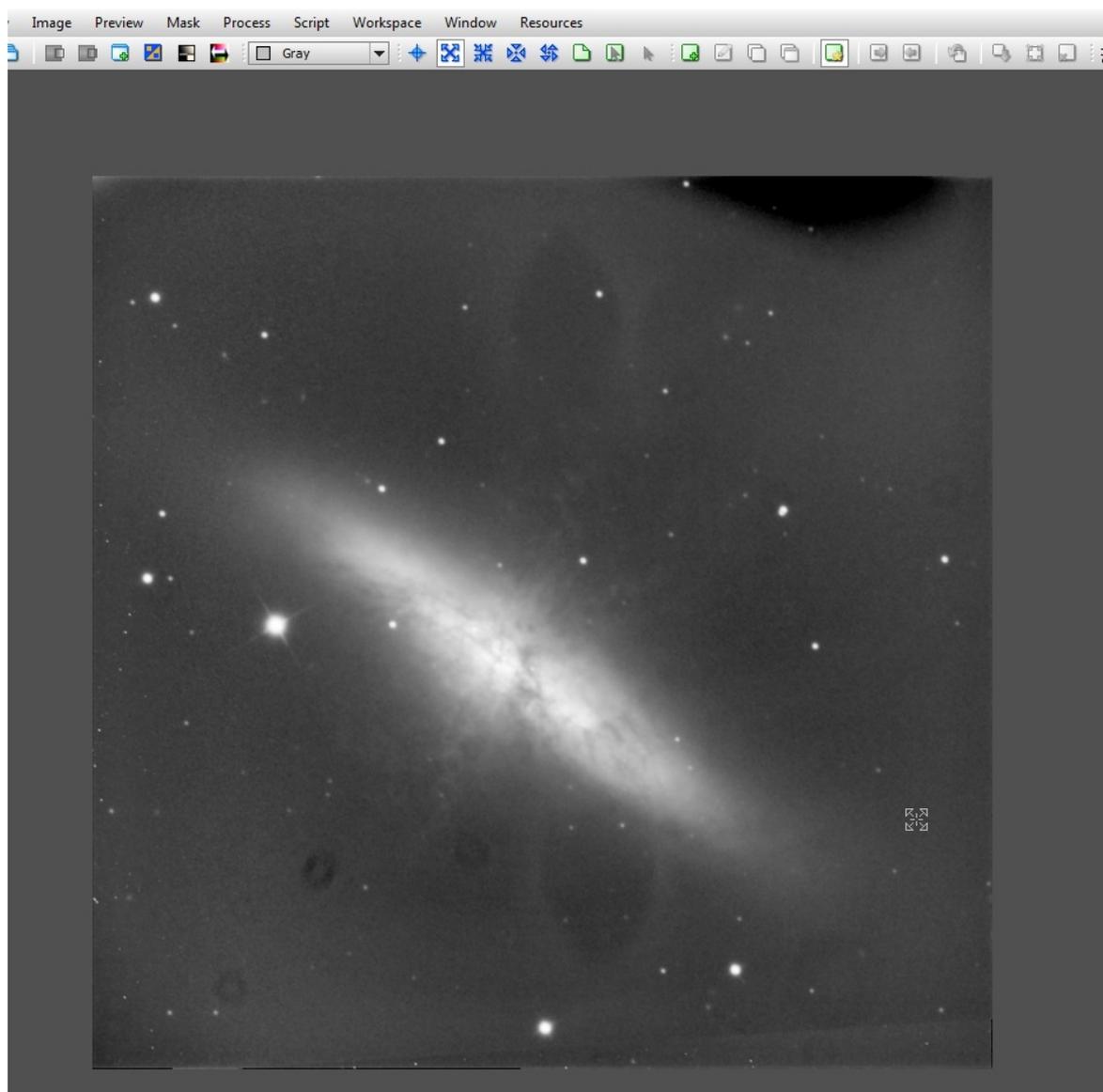


Рисунок 3 – Снимок галактики M82, полученный на «Цейсс-1000» с ПЗС-гидом

В заключение отметим, что автоматизация системы управления телескопом, помимо удобства для наблюдателя, повышения производительности и точности наблюдений, имеет важную социальную составляющую. Современный уровень наблюдений, несомненно, привлечет молодых специалистов и вместе с тем продлит активную научную деятельность старшего поколения. Возможность проведения на телескопе дистанционных наблюдений по стандартной методике будет способствовать налаживанию сотрудничества с астрономами других стран. И, наконец, новая система управления является отличным полигоном для обучения студентов- будущих астрономов.

Работа выполнена в рамках проекта «Развитие методов и технологий исследований звезд раннего спектрального класса с инфракрасными избытками» республиканской бюджетной программы 002 «Прикладные научные исследования в области космической деятельности».

ЛИТЕРАТУРА

1 Куратов К.С. Автоматизированная система управления 1-м телескопом ТШАО // Изв. НАН РК. Сер. физ.-мат. – 2010. – № 4. – С. 70-71.

2 Кокумбаева Р. И., Кругов М.А., Кусакин А.В., Личкановский Н.В., Рудаков И.В., Терещенко В. М. Модернизация системы управления телескопом «Цейсс-1000». II. Блок-схема и реализация // Известия НАН РК. Сер. физ.-мат. – 2013. – № 5. – В печати.

REFERENCES

1 Kuratov K.S. Avtomatizirovannaya sistema upravleniya 1-m teleskopom TSAO // Izv. NAN RK. Ser.fiz.-mat. – 2010. – № 4. – S. 70-71.

2 Kokumbaeva R.I., Krugov M.A., Kusakin A.V., Lichkanovsky N.V., Rudakov I.V., Tereschenko V. M. Modernizatsiya systemy upravleniya teleskopa «Zeiss-1000». II. Blok-shema i realizatsiya // Izvestiya NAN RK. Ser. fiz.-mat. – 2013. – № . – V pechati.

Резюме

М. А. Кругов, Н. В. Личкановский, В. М. Терещенко

(«Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан Республикасы)

«ЦЕЙСС-1000» ТЕЛЕСКОБЫМЕН БАСҚАРУ ЖҮЙЕСІН ЖАҢҒЫРТУ.

I. ТЕЛЕСКОПТЫҢ МЕХАНИКАСЫН ЗЕРТТЕУ ЖӘНЕ НЕГІЗГІ ШАРТТАРЫН ЖАҢҒЫРТУ

Тянь-Шань астрономиялық обсерваториясында жүзеге асырылған, «Цейсс-1000» телескобымен басқару жүйесін жаңғыртудың негізгі шарттары және талаптары берілген. Сағаттық бағдарлау механизмінің зерттеу нәтижелері және әдістері ұсынылған, амплитудасы 5 бұрыштық секундтағы 4-минуттық тербелістің себебі түсіндірілді.

Тірек сөздер: телескоп, басқару жүйесі, автоматтандыру.

Summary

M. A. Krugov, N. V. Lichkanovsky, V. M. Tereschenko

(DТОО «Fesenkov Astrophysical Institute», Almaty, Republic of Kazakhstan)

THE MODERNIZATION OF DRIVING SYSTEM OF TELESCOPE «ZEISS-1000».

I. THE MAIN PRICIPALS AND INVESTIGATION OF THE MECHANICS

The main principals and claims to modernization of the obsolete driving systems of the small and mean telescopes were describe. We carry out the modernization of telescope “Zeiss-1000” on Tian-Shan Astronomical Observatory. The method and results of investigation of the mechanism of hour tracking was presented. The reasons of 4-minut oscillations with amplitude 5 angular seconds was explained. The means compensations of mountain oscillations of the tube was expounded.

Keyword: telescope, driving system, automation.

Поступила 2.09.2013г.

УДК 522.2

*Р. И. КОКУМБАЕВА, М. А. КРУГОВ, А. В. КУСАКИН,
Н. В. ЛИЧКАНОВСКИЙ, И. В. РУДАКОВ, В. М. ТЕРЕЩЕНКО*

(ДТОО «Астрофизический институт им. Фесенкова», Алматы, Республика Казахстан)

МОДЕРНИЗАЦИЯ СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ ТЕЛЕСКОПОМ «ЦЕЙСС-1000». II. БЛОК-СХЕМА И РЕАЛИЗАЦИЯ СИСТЕМЫ

Аннотация. Представлены методы и результаты модернизации системы управления работой телескопа «Цейсс-1000». Новая система управления основана на трех контроллерах, работающих согласно протоколу ASCOM. Контроллер SC II обеспечивает парковку, наведение, часовое ведение и гидирование телескопа. Контроллер ScopeDome обеспечивает синхронное движение трубы, купола и забрал. Третий контроллер управляет фокусерами.

Ключевые слова: телескоп, система управления, контроллеры.

Тірек сөздер: телескоп, басқару жүйесі, бақылаушылар.

Keyword: telescope, driving system, controllers.

Цели, принципы и средства модернизации системы управления телескопом «Цейсс-1000» изложены в работе [1]. Созданная система управляет работой всех механизмов и устройств телескопа и выполняет десятки операций и функций. Система управления базируется на трех контроллерах, работающих в среде ASCOM. В настоящее время зарубежными фирмами выпускается несколько типов специализированных контроллеров, предназначенных для управления телескопами. Поэтому вначале был выполнен их анализ по десяти параметрам. В итоге был выбран контроллер SC II фирмы Sideral Technology (США). Он управляет работой ПЗС-камер, обеспечивает парковку, наведение и гидирование телескопа. Мы здесь не будем подробно останавливаться на каждой операции, выполняемой с помощью данного контроллера, а приведем блок-схему системы управления в целом и краткие комментарии к ней. В систему, помимо контроллера SCII, входят еще два контроллера: Scope Dome, управляющий вращением купола и контроллер, управляющий фокусировкой гида и телескопа. Блок-схема автоматизированной системы управления 1-м телескопом представлены ниже на рисунках 1а–1г.

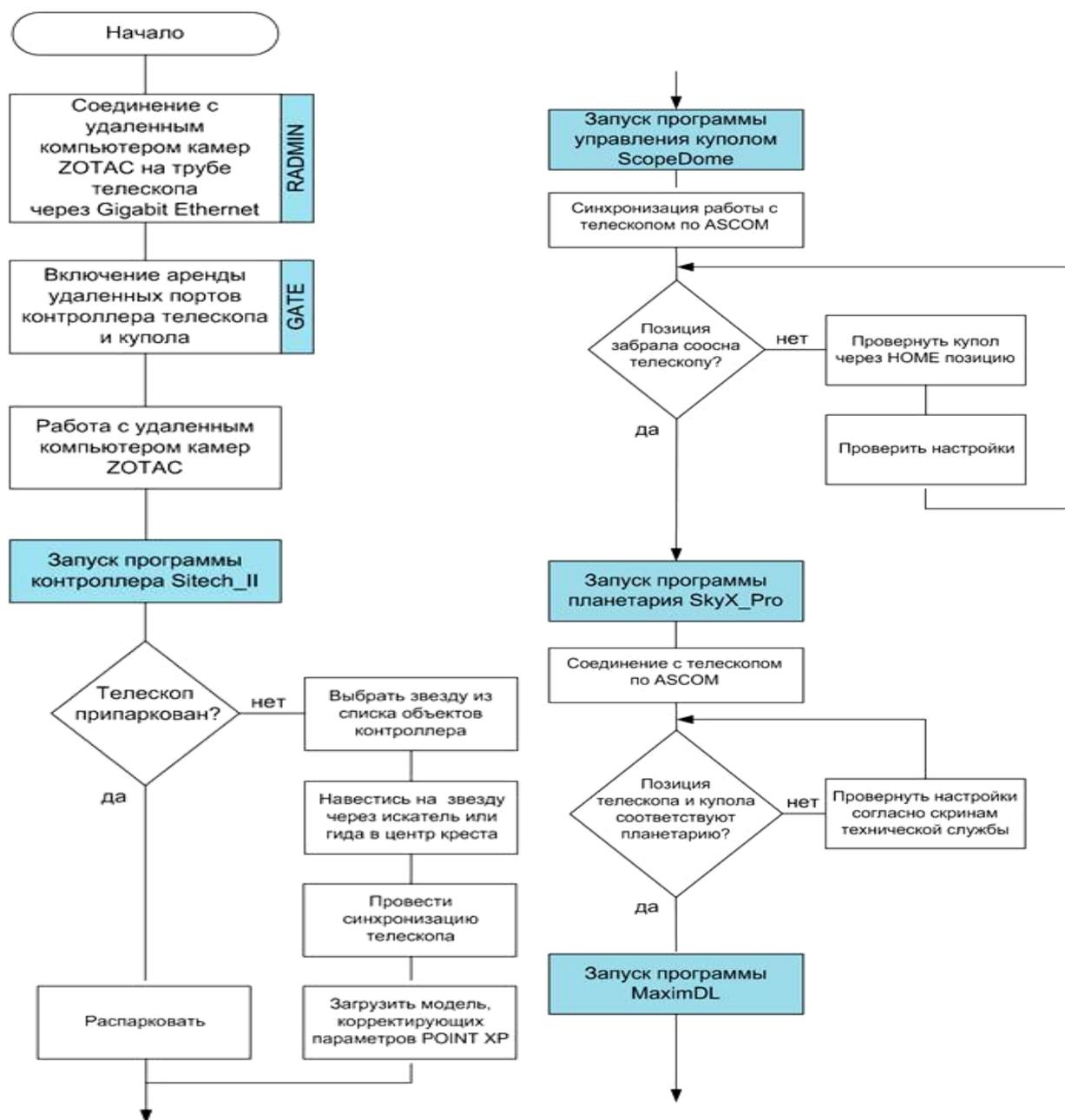


Рисунок 1а 1б – Блок-схема системы управления «Цейсс-1000»

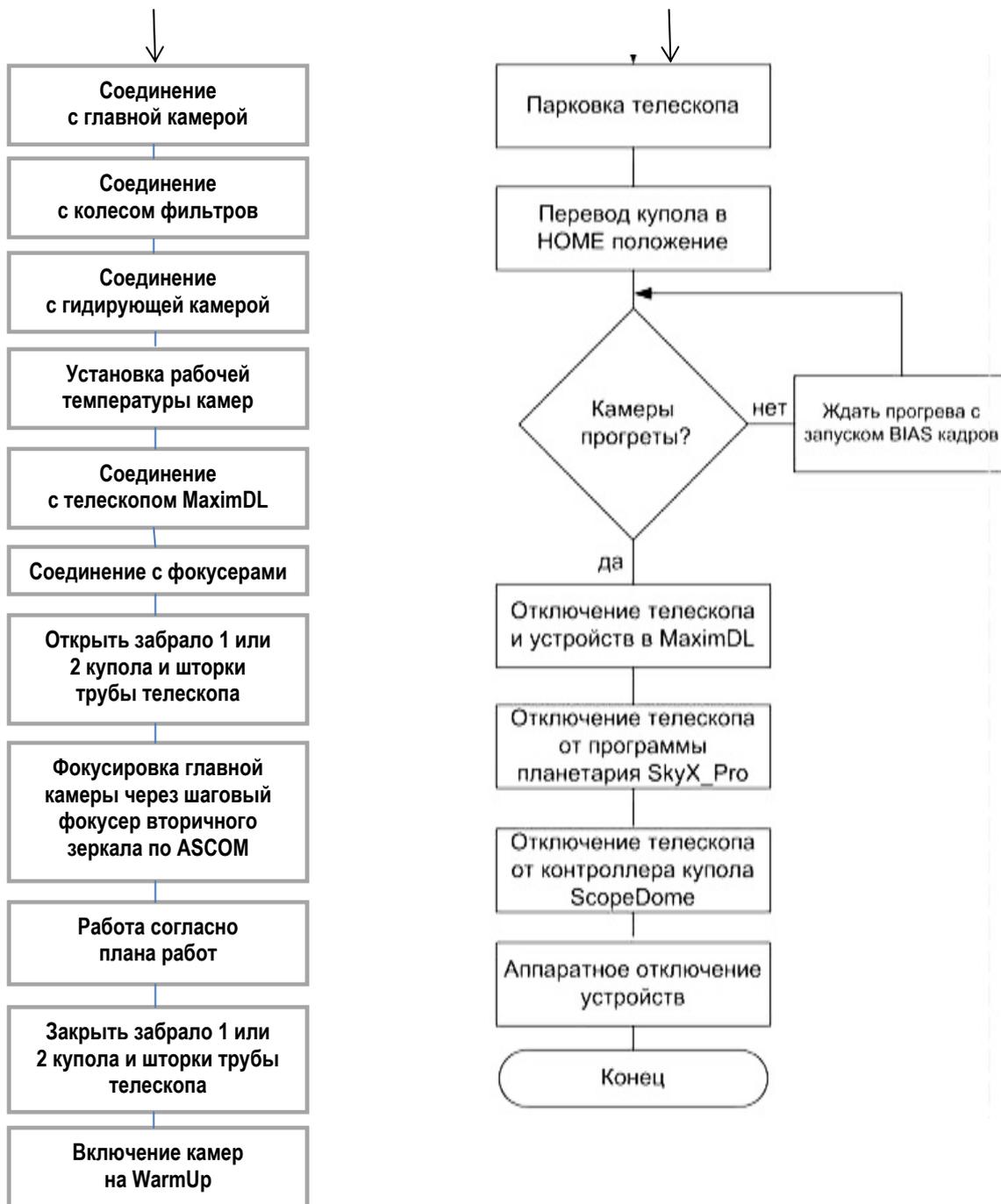


Рисунок 1в и 1г – Блок-схема системы управления «Цейсс-1000»

основных проблем при создании системы управления является совместимость блоков и механизмов между собой. Благодаря использованию единого стандарта для астрономических устройств ASCOM, нам удалось избежать ее. ASCOM обеспечивает работу с разными планетариями, передачу параметров контроллеру Scope Dome, программе обработки изображений и всем программам и устройствам, необходимых при наведении телескопа. Контроллер SCI предусматривает наличие датчиков «домашнего» положения, позволяющих телескопу наводиться из парковочного положения и в режиме дистанционного управления. В нем имеются порты высокоточных энкодеров – устройств измеряющих углы поворота осей телескопа. Кроме того, в SCI предусмотрены управление по беспроводному каналу, гибкость настройки моторов. Важно и то, что данный контроллер широко используется в других обсерваториях, а производящая фирма непрерывно совершенствует его.

Для наведения и отождествления в системе используется самый мощный из существующих электронных планетариев – The SkyX Professional Edition, основанный на широко известном каталоге USNO [2]. К недостаткам выполненной модернизации можно отнести замедленную скорость движения телескопа при наведении по прямому восхождению и склонению. Для его устранения необходимо заменить используемые двигатели на более мощные.

На рисунке 2 приведен пример синхронизированного положения телескопа и купола (вид сверху). В то время как телескоп равномерно поворачивается вокруг полярной оси, купол должен поворачиваться по сложному закону. Согласно [3] азимут купола (телескопа) определяется по формуле:

$$\operatorname{tg} A = (\cos \delta \sin t) / (-\cos \varphi \sin \delta + \sin \varphi \cos (\cos t)), \quad (1)$$

где A – азимут, δ – склонение светила, φ – широта места наблюдения, t – часовой угол. Однако эта формула справедлива для симметричной схемы монтировки, например, вилочной. В случае же экваториальной (немецкой или английской) монтировки следует учитывать удаление (вынос) оси трубы от полярной оси (см. рисунок 4.1). Алгоритм при этом усложняется, но существующие контроллеры, в том числе и SC II учитывают этот фактор.

Углы поворота купола фиксируются магнитными энкодерами. Мы здесь не затрагиваем вопросов, связанных с работой ПЗС-матриц – съемом и обработкой кадров.

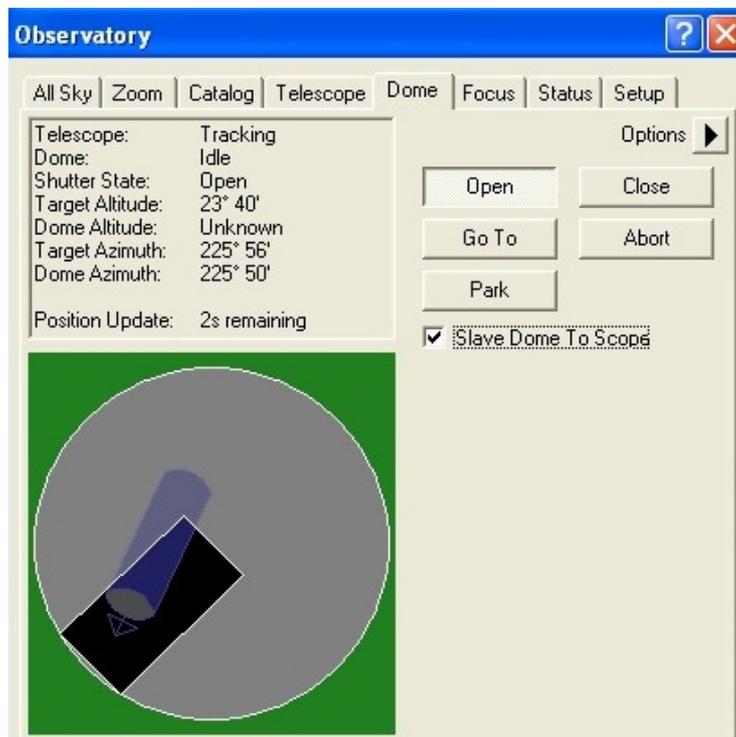


Рисунок 2 – Пример синхронизированного положения телескопа и купола (вид сверху)

Отдельный контроллер управляет фокусировкой основной трубы и гида. Он размещен непосредственно на трубе телескопа, а связь с ПК поддерживается с помощью кабелей.

В течение процесса наблюдения или съемки периодически возникает необходимость в корректировке фокусного положения матрицы CCD или прибора контроля. Для реализации этого процесса применяется схема контроля фокуса с поддержкой на программном уровне.

Существуют как независимые программы фокусировки типа FocusMax (бесплатная), CCD Autopilot, так и интегрированные в программное обеспечение. Принципы управления практически везде одинаковы. Идет поиск наименьшего значения по FWHM звезды перебором, как правило сечения на 2, и принимается за лучшее положение фокусировки.

При смене температуры необходимо настраивать фокусировку не только на основном телескопе, но и гидирующем. Практически все функции управления реализованы посредством ASCOM.

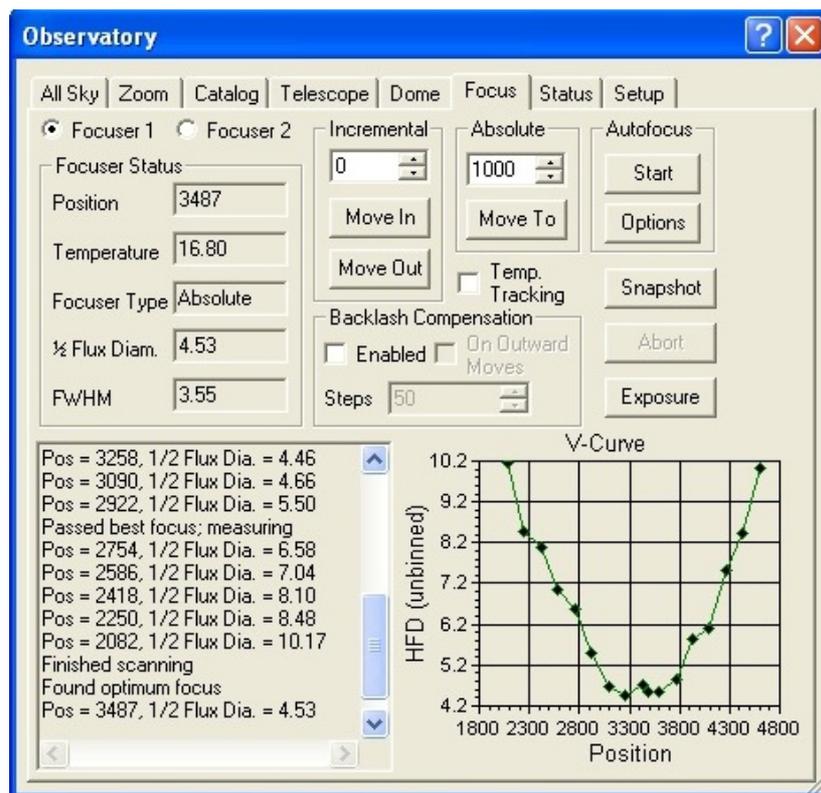


Рисунок 3 – Скриншот экрана фокусировки из MaximDL

Работа выполнена в рамках проекта «Развитие методов и технологий исследований звезд раннего спектрального класса с инфракрасными избытками» республиканской бюджетной программы 002 «Прикладные научные исследования в области космической деятельности».

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Кругов М.А., Личкановский Н.В., Терещенко В.М. Модернизация системы управления телескопом «Цейсс-1000». I. Основные принципы модернизации и исследование механики телескопа // Известия НАН РК. Сер. физ.-мат. – 2013. – № 5. – В печати.
- 2 <http://www.nofs.navy.mil/data/fchpix>
- 3 Михайлов А.А. / Ред. Курс астрофизики и звездной астрономии. – Т. 1. – М.: Наука, 1973. – 608 с.
- 4 <http://sideraltechnology.com>

REFERENCES

- 1 Krugov M. A., Lichkanovsky N.V., Tereschenko V.M. Modernizatsiya sistemy upravleniya teleskopa «Zeiss-1000». I. Osnovnie printsiipy modernizatsii i issledovanie mehaniki teleskopa // Izvestiya NAN RK. Ser. fiz.-mat. – 2013. – № . – V pechatii.
- 2 <http://www.nofs.navy.mil/data/fchpix>
- 3 Mihaylov A. A. / Ed. Kurs astrofiziki i zvezdnoy astronomii. T. 1. M.: Nauka, 1973. 608 s.
- 4 <http://sideraltechnology.com>

Резюме

Р. И. Қоқымбаева, М. А. Кругов, А. В. Кусакин, Н. В. Личкановский, И. В. Рудаков, В. М. Терещенко

(«Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан Республикасы)

«ЦЕЙСС-1000» ТЕЛЕСКОБЫМЕН БАСҚАРУ ЖҮЙЕСІН ЖАҢҒЫРТУ. II. ЖҮЙЕНІ ЖҮЗЕГЕ АСЫРУ ЖӘНЕ БЛОК-СҰЛБАСЫ

«Цейсс-1000» телескобымен басқару жүйесін жаңғыртудың негізгі шарттары және талаптары берілген. Жаңа басқару жүйесі үш басқарушыға негізделген ASCOM хаттамасының келісімімен жұмыс жасайды.

Бақылаушы SCII тұрақтануды, бағдарлауды, сағаттық бағдарлауды және телескопты гидтауды қамтамасыз етеді. Бақылаушы Score Dome құбырдың (трубаның) синхронды қозғалысын, күмбездің ашылуын қамтамасыздандырады. Үшінші бақылаушы фокусты басқарады.

Тірек сөздер: телескоп, басқару жүйесі, бақылаушылар.

Summary

R. I. Kokumbaeva, M. A. Krugov, A. V. Kusakin, N. V. Lichkanovsky, I. V. Rudakov, V. M. Tereschenko

(ДТОО «Fesenkov Astrophysical Institute», Almaty, Republic of Kazakhstan)

THE MODERNIZATION OF DRIVING SYSTEM OF TELESCOPE «ZEISS-1000». II. BLOCK-SCHEME AND REALIZATION

The methods and results of modernization of driving system telescopes was presented. New driving system on three controllers, which according to protocol ASCOM works, is base. Controller SC II the parking, pointing, hour tracking and guide of telescope is provide. Controller «ScopeDome» the synchronous movement of tube, dome and visors is provide. The third controller by focusers is drive.

Keyword: telescope, driving system, controllers.

Поступила 2.09.2013г.

УДК 523.4 4 + 629.78

А. В. ДИДЕНКО, Б. И. ДЕМЧЕНКО, А. А. КОМАРОВ, М. В. НИФОНТОВА, Л. А. УСОЛЬЦЕВА

(ДТОО «Астрофизический институт им. Фесенкова», Алматы, Республика Казахстан)

ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ ГСС НА 1-М ТЕЛЕСКОПЕ С ПЗС-МАТРИЦЕЙ

Аннотация. Представлены предварительные результаты исследований, связанных с разработкой методики наземных наблюдений и программного комплекса для получения и обработки координатной и фотометрической информации о малоразмерных фрагментах космического мусора, находящихся на геостационарных орбитах. В качестве основы исследований использованы имеющиеся наработки, в том числе и разработанный ранее комплекс программ информационной базы данных по ГСС и идентификации космических объектов. Для оценки возможностей системы ПЗС-матрица – телескоп проведены наблюдения звездных полей и ряда ГСС на 1-м телескопе Тянь-шанской обсерватории с ПЗС-матрицей ALTA U10. Результаты показывают, что разрабатываемая методика наблюдений малоразмерных ГСС и их обработки может быть использована для получения координатной информации.

Ключевые слова: космический мусор, геостационарная орбита, информационная база данных, ПЗС-матрица.

Тірек сөздер: ғарыштағы қоқыс, геостационарлы орбита, ақпараттық мәліметтер базасы, ЗБА-матрицасы.

Keywords: space debris, geostationary orbit, information database, CCD-camera.

ПЗС-матрицы используются наземными службами наблюдений для поиска и сопровождения малоразмерных объектов на высоких орбитах уже в течение многих лет. Тем не менее, проблемы модернизации применяемой аппаратуры, совершенствования методик наблюдения и обработки получаемой информации нельзя считать решенными. Как правило, для каждого конкретного пункта наблюдений (ПН) подбирается (разрабатывается или дорабатывается) своя методика. Дело в том, что в выполнении таких работ участвуют не специализированные, а обычные оптические инструменты, имеющиеся в ПН. В зависимости от финансовых возможностей обсерваторий они дооснащаются светоприемниками, необходимым вспомогательным оборудованием и соответствующим программным обеспечением. При этом приходится решать ряд новых задач, связанных с автоматической обработкой ПЗС-кадров; поиском и построением наиболее оптимальных стратегий наблюдения для разных классов орбит в зависимости от типа используемого телескопа; автома-

тической сортировкой и идентификацией полученных координатных измерений по каждому из наблюдавшихся объектов. Следует подчеркнуть, что стоимость ПЗС-матриц, которые могут быть использованы для получения координатной и фотометрической информации о фрагментах космического мусора (КМ), очень высока.

Работы в этом направлении активно развиваются многими международными организациями и кооперациями, и РК не является исключением. Регулярное сопровождение работающих аппаратов и крупных фрагментов КМ на геостационарных орбитах (ГСО) проводится в Астрофизическом институте им. В. Г. Фесенкова с начала 1980-х годов. Наземными пунктами наблюдений РК контролируется геостационарная зона в диапазоне долгот подспутниковых точек от 10° до 140° в.д. Существующая база данных (БД) и Зональный каталог геостационарных объектов по состоянию на начало 2013 года включают координатную информацию для 1063 ГСС не слабее $15^m,5$, в том числе – для 270 из них – фотометрическую. В их составе только 266 корректируемых (работающих аппаратов), все остальные – отработавшие свой срок (пассивные) спутники и крупные фрагменты космического мусора.

В качестве базового пункта наблюдений ГСС в Астрофизическом институте им. В. Г. Фесенкова использовался 70-см телескоп АЗТ-8, расположенный в районе Каменского плато. Но в последние годы условия наблюдений здесь существенно ухудшились из-за городской подсветки. Поэтому было принято решение о переносе наблюдений ГСС на 1-м телескоп Цейсса Тянь-Шаньской обсерватории и переходе на ПЗС-матрицу для того, чтобы обеспечить получение информации о малоразмерных фрагментах КМ.

В связи с этим необходимо было разработать (или адаптировать имеющиеся) методику проведения наблюдений и программное обеспечение. За основу этих исследований принят многолетний опыт наблюдений ГСС и программный комплекс, предназначенный для их обработки и получения информации о пространственно-временной ориентации, стабилизации и идентификации КА [1, 2]. Адаптация программного обеспечения к наблюдениям с ПЗС-матрицей предусматривала включение в основной комплекс автономных программ, учитывающих специфику наблюдаемых объектов и используемого приемника, комплекс программ проверки оборудования.

Основная проблема, возникающая при работе с ПЗС-матрицей, – небольшое поле зрения установки, в которое попадает мало опорных звезд. В системе 1-м телескоп Цейсса – ALTA U-10 оно составляет всего $7,4 \times 7,4$. Поэтому при проведении наблюдений логично использовать метод «прямых» отсчетов», а в качестве опорного астрометрического каталога – упакованный вариант ТУСНО-2. При этом в обработку наблюдений включаются все звезды, наблюдаемые в течение ночи, а не только те, которые расположены в непосредственной близости от ГСС. Это позволяет свести до минимума время, необходимое для наблюдения опорных звезд по трассе движения объекта, и проводить поисковые работы. Данный метод апробирован при работе ПН в г. Приозерске.

Основные требования, предъявляемые к методике наблюдений, сводятся к периодическому учету геометрических искажений оптической системы канала регистрации изображения, корректному определению центра тяжести изображения звезд и объекта, использованию внутренне согласованного астрометрического каталога опорных звезд. Для учета геометрических искажений канала регистрации астрометрической информации предлагается использовать калибровочную тест – решетку, установленную на входе в систему.

В основной комплекс программ получения и обработки астрометрической информации с использованием метода «прямых» отсчетов и ПЗС-матрицы включены: управляющая программа, прием и предварительная обработка ПЗС-кадра, обработка калибровочной (дисторсионной) решетки, астрометрическая обработка, формирование файла результатов астрометрической обработки. Кроме этого есть автономные программы, обеспечивающие работу основного комплекса, в том числе привязку получаемой информации к сигналам точного времени, комплекс программ проверки оборудования.

Во второй половине 2012 г. было проведено несколько сеансов пробных наблюдений звездных полей и ГСС для оценки возможностей системы ПЗС-матрица – телескоп и работоспособности программного обеспечения. При регистрации точного времени использовалась синхронизация системных часов ПК с NTP-серверами, передающими информацию о точном времени по протоколу NTP. При этом учитывалась задержка по времени, связанная с прохождением сигналов по сети INTERNET. Работу телескопа обеспечивали Н.В. Личкановский и И.В. Рудаков под руководством М. Кругова.

В качестве примера на рисунках 1 и 2 показаны изображения звездного поля и ГСС Казсат-2, полученные в августе 2012 г.

Рисунок 1 – Снимок звездного поля вблизи планетарной туманности М 5, получен 25.08.2012 в касегреновском фокусе 1-м телескопа Цейсс Тянь-Шаньской обсерватории, ПЗС-камера ALTA U10, поле зрения 7,4x7,4, экспозиция 240 секунд. Стрелкой отмечена звезда 19,^m7

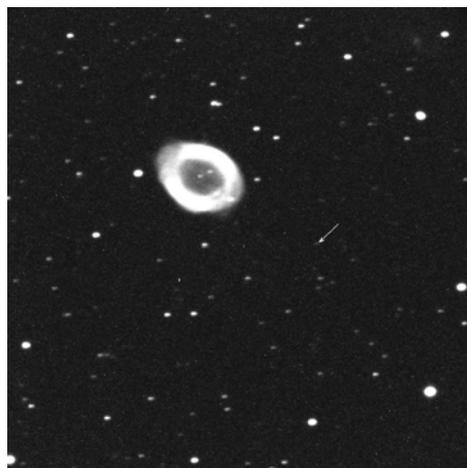


Рисунок 2 – Снимки ГСС Kazzsat-2, полученные в Кассегреновском фокусе 1-м телескопа Тянь-Шаньской обсерватории с ПЗС-камерой ALTA U10: слева – с остановленным часовым ведением, справа – с часовым ведением, экспозиция 10 сек.

Список наблюдавшихся геостационарных спутников

№	Название ГСС	Междунар. номер	Дата наблюдений	Кол-во снимков	Звездная величина	σ
1	Kazzsat-2	11035B	18.08.2012 25.08.2012	16 24	12. ^m 5	$\pm 15''$
2	NROL-32 (USA 223)	10063A	18.08.2012 25.08.2012	16 10	8.2	$\pm 15''$
3	EXPRESS-AM 2	05010A	18.08.2012 25.08.2012	18 14	12.0	$\pm 18''$
4	Фрагмент	90002	18.08.2012	10	16.8	$\pm 20''$
5	ORION 4	09001A	18.08.2012 25.08.2012	10 14	8.4	$\pm 17''$

Список наблюдавшихся геостационарных спутников приведен в таблице, там же указаны их международные номера, даты наблюдений, количество полученных кадров, звездные величины объектов. В последнем столбце – результаты оценки «внешней» точности (величина среднеквадратической ошибки σ). Для этих оценок мы использовали результаты наблюдений тех же самых ГСС на ПН КОС «Сажень» полигона Сары-Шаган (РК) и Уссурийске (РФ).

Как видим, величины σ достаточно велики, хотя они и соответствуют стандартам, принятым при построении орбит с нескольких пунктов наблюдений.

Из 450 кадров, полученных в течение двух наблюдательных ночей, только в одном кадре оказалось три каталожных звезды, в восьми – две, во всех остальных – одна или ни одной. В среднем в поле зрения $7,4 \times 7,4$ попадает 0,8 звезды из каталога ГУСНО-2, откуда следует, что применение метода «прямых» отсчетов с использованием всех звезд, наблюдаемых в течение ночи, – это насущная необходимость.

Результаты проведенных наблюдений показали, что основная погрешность связана с приемом сигналов точного времени и его привязкой ко всемирному времени. Необходима доработка самой системы приема сигналов точного времени и ряда вспомогательных программ, связанных этим процессом. В целом разрабатываемая методика наблюдений малоразмерных ГСС и их обработки, безусловно, может быть использована для получения координатной информации.

Очевидно, что для того, чтобы иметь представление о реальной ситуации с засорённостью в области ГСО, следует привлекать все имеющиеся наземные средства слежения за работающими аппаратами и фрагментами КМ. Подключение 1-м телескопа Тянь-Шаньской обсерватории – это вклад РК в решение проблем околоземной астрономии. Телескопы небольшого размера широко используются сейчас наземными ПН во всем мире. Разрабатываемая методика наблюдений и обработки получаемой информации может быть адаптирована на любом из них. Это позволит существенно расширить и дополнить имеющиеся БД, создать основу для формирования архива слабых ГСС, необходимого для изучения их физических свойств и вероятных источников образования. Получаемая информация может быть использована и отечественными, и зарубежными центрами обработки информации для выполнения совместных международных научных программ, при анализе аварийных ситуаций на околоземных орбитах, моделировании обстановки в околоземном космическом пространстве, разработке механизмов контроля за его мирным использованием.

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

ЛИТЕРАТУРА

1 Диденко А. В., Демченко Б.И., Усольцева Л.А. Автоматизированный комплекс обработки и анализа координатной и фотометрической информации о ГСС // Доклады II Междунар. науч. конф. «Наблюдение околоземных космических объектов», Звенигород, 24–28 января 2008 г. <http://fvn.astronomer.ru/report/0000027/index/htm>

2. Диденко А.В., Демченко Б.И., Нифонтов С.Г., Нифонтова М.В., Усольцева Л.А. Программный комплекс обработки и анализа координатной и фотометрической информации о ГСС, используемый в АФИФ РК // V Междунар. науч. конф. «Наблюдения околоземных космических объектов», 10-12 ноября 2011, Звенигород, РФ. <http://astronomer.ru/ru/publications-ru/conference-presentations-ru/79-presentation-ru-11-12-12.html>

REFERENCES

1 Didenko A.V., Demchenko B.I., Usoltseva L.A. Avtomatizirovannyj kompleks obrabotki i analiza koordinatnoj i photometricheskoj informacii o GSS. Doklady II Mezgyrnarodnoj naychnoj konferencii “Nabljudeniya okolozemnyh kosmicheskikh ob’ektov”, Zvenigorod, 24-28 Janvarja 2008. (in Russ). <http://fvn.astronomer.ru/report/0000027/index/htm>

2 Didenko A.V., Demchenko B.I., Nifontov S.G., Nifontova M.V., Usoltseva L.A. Programnyj kompleks obrabotki i analiza koordinatnoj i photometricheskoj informacii o GSS, ispoljzemyj v AFIF RK. V Mezgyrnarodnaja naychnaja konferencija “Nabljudeniya okolozemnyh kosmicheskikh ob’ektov”, 10-12 Nojabrja 2011, Zvenigorod, RF. (in Russ). <http://astronomer.ru/ru/publications-ru/conference-presentations-ru/79-presentation-ru-11-12-12.html>

Резюме

А. В. Диденко, Б. И. Демченко, А. А. Комаров, М. В. Нифонтова, Л. А. Усольцева

(«Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан Республикасы)

ЗБА-МАТРИЦАСЫ БАР 1-М ТЕЛЕСКОПТА АЛДЫН АЛА ГСС БАҚЫЛАУ НӘТИЖЕЛЕРІ

Геостационарлы орбиталардағы ғарыш коқыстарының кіші өлшемді бөлшектерінің координаты өңдеулерін және фотометрлік ақпараттарын алу үшін, бағдарламалар жиыны және жерден бақылау әдістерін өңдеулерге байланысты алдын ала зерттеу нәтижелері берілген. Зерттеудің негізгі есебіне, ғарыш объектілерін сәйкестендіру және ГСС бойынша алдын ала өңделген ақпарат бағдарламалар базасының мәліметтер жиыны және алдын ала атқарылған жұмыстар қолданылды. ALTA U10 Зарядталған байланыстағы аспапты (ЗБА) –

матрицасы бар Тянь-Шань обсерваториясындағы 1-м телескоппен ГСС бірқатарының және жұлдыздарының өрісін бақылайтын телескоптың ЗБА-матрица жүйесінің мүмкіншілігіне бағалау жүргізілді. Нәтижелер, кіші көлемді ГСС бақылау әдістерін әзірлеу және оларды өңдеу координатың ақпараттар алу үшін қолдануға болатындығын көрсетті.

Тірек сөздер: ғарыштағы қоқыс, геостационарлы орбита, ақпараттық мәліметтер базасы, ЗБА-матрицасы.

Summary

A. V. Didenko, B. I. Demchenko, A. A. Komarov, M. V. Nifontova, L. A. Usoltseva

(ДТОО «Fesenkov Astrophysical Institute», Almaty, Republic of Kazakhstan)

THE PRELIMINARY RESULTS OF GSS' OBSERVATIONS WITH 1-TELESCOPE AND CCD CAMERA

There are the preliminary results of researches about the development of methodic of ground-based observations of small geostationary space debris and a program complex for processing and analysis their coordinate and photometric information. We used the results of our early investigations including the program complex of GSS's information database as a basis of that researches.

In order to estimate the possibility of the system: telescope – CCD-camera we carried the observations of star fields and some GSS on 1-m telescope Tian-shan observatory with CCD camera ALTA U10. The received information confirms that the developed technique of observations and their processings can be used for reception of the coordinate information about the geostationary objects.

Keywords: space debris, geostationary orbit, information database, CCD-camera.

Поступила 2.09.2013г.

УДК 523.4 +629.78

Б. И. ДЕМЧЕНКО, А. В. ДИДЕНКО

(ДТОО «Астрофизический институт им. Фесенкова», Алматы, Республика Казахстан)

НЕКОТОРЫЕ СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОПАСНЫХ СБЛИЖЕНИЙ В ГЕОСТАЦИОНАРНОЙ ЗОНЕ

Аннотация. На основе статистического анализа каталога орбит геостационарных спутников (ГСС) установлено, что среднесуточное количество сближений ГСС $n(R)$ при небольших расстояниях R хорошо описывается степенной функцией $n(R) = c \cdot R^b$, где c , b – постоянные. Используя эту зависимость, сделана оценка частоты опасных сближений ГСС.

Ключевые слова: статистический анализ, околоземное космическое пространство, сближение.

Тірек сөздер: статистикалық талдау, жер төңірегіндегі ғарыштық кеңістік, жақындасу.

Keywords: statistical analysis, circumterrestrial space, rapprochement.

Современное состояние околоземного космического пространства (ОКП) вызывает естественную озабоченность всех организаций и служб, работающих в этой области. Основная проблема – неконтролируемый рост «запасов» космического мусора (КМ), который представляет реальную угрозу для работающих аппаратов. Согласно информации, предоставленной Т. S. Kelso [1], наземными службами слежения на околоземных орбитах зарегистрированы 38154 объекта, из них работающими являются лишь 1048, все остальное – космический мусор (состояние на 13 апреля 2012 г.).

Рост населения геостационарных орбит (ГСО) происходит за счет запуска новых спутников (старые, исчерпавшие ресурсы, остаются на орбите), взрывов и столкновений активных и пассивных КА между собой и с фрагментами КМ. Кроме наблюдаемых объектов, на ГСО и в ее окрестностях движутся десятки тысяч малоразмерных фрагментов КМ, которые не удается зарегистрировать современными наземными средствами. С течением времени их количество возрастает, соответственно, возрастает и вероятность столкновений.

Для того чтобы оценить масштабы загрязнения, [2]. В качестве источников информации в них, как правило, используются результаты наземных наблюдений ГСС (каталоги), зарегистрированные данные о характеристиках спутников, запусках, столкновениях и разрушениях на орбитах. Очевидно, что для создания адекватной модели надо иметь надежную теорию движения ГСС, с помощью которой можно было бы представить имеющиеся наблюдения и орбитальные элементы на длительных интервалах времени. Необходимо также разработать программное обеспечение, способное достаточно быстро вычислять эволюцию десятков и сотен фрагментов.

Линейная абсолютная скорость движения типичного ГСС составляет 3.075 км/сек, относительная скорость (она же – скорость взаимного сближения или удаления) может достигать половины этой величины, то есть 1.5 км/сек, или превышать ее. Понятно, что на таких скоростях даже легкое касание может привести к разрушению спутников. Но даже если фактического столкновения не происходит, то слишком тесное сближение двух активных ГСС может нарушить нормальное функционирование любого из них, например, из-за взаимных радиопомех. Поэтому анализ опасных сближений (до 25 км, [3]) спутников в геостационарной зоне является достаточно актуальной задачей.

В данной работе мы провели оценку частоты опасных сближений ГСС на предельно малых расстояниях (вплоть до нескольких метров). Для расчетов использовался обобщенный каталог ГСС, содержащий орбитальные данные примерно для 1500 ГСС на март 2012 г., [4-6]. В нем активные (управляемые) спутники составляют 1/4 часть, 3/4 – это неуправляемые, в том числе и крупные фрагменты космического мусора.

Вычисления положения объектов проводились в геоцентрической экваториальной системе координат. В данном случае мы полагали, что управляемые (корректируемые, или активные) ГСС подчиняются тем же законам, что и неуправляемые (пассивные) спутники. Для ускорения расчетов использовалась упрощенная теория движения, в которой учитываются только гравитационные возмущения в долготе ГСС (именно эти резонансные возмущения порождают уникальный класс объектов – либрационные ГСС). Понятно, что при таком подходе точность расчета конкретного парного сближения ГСС будет низкой, особенно на больших интервалах времени. Однако можно надеяться, что глобальные статистические параметры достаточно хорошо отражают реальную ситуацию.

В рамках принятой модели движения погрешность вычисления моментов сближения ГСС составила около 1.0–1.5 мсек, а ошибка соответствующих взаимных расстояний – около 2-х метров. Расчеты были выполнены на интервале 1080 суток (т. е. примерно 3 года), 540 суток до средней даты элементов, и столько же после этой даты. Фиксировались все парные сближения ГСС вплоть до расстояний 200 км. Общее количество минимальных сближений до этого расстояния за 3 года составило более 1.7 млн. Суммарное время непрерывного счета на современных ПК среднего класса – около 30 часов.

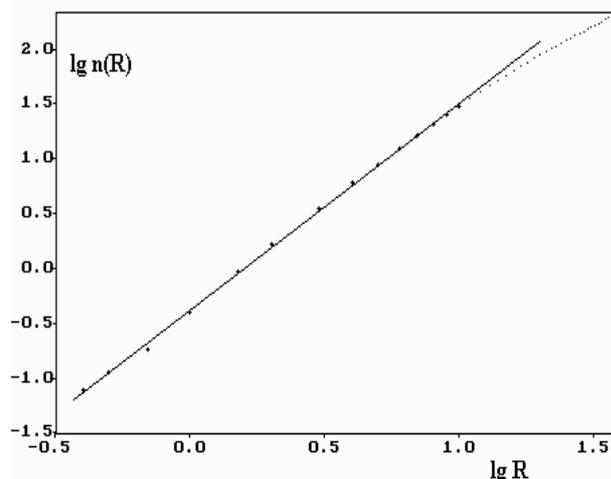
В таблице 1 приведена статистика минимальных сближений на небольшие расстояния. Здесь R – расстояние в км, $N(R)$ – количество сближений до расстояния R за весь расчетный интервал в 1080 суток, $n(R) = N(R)/1080$ – среднесуточное число сближений до расстояния R . В дальнейшем функция $n(R)$ будет основной функцией статистического анализа.

Как видно из этой таблицы, за одни сутки должно происходить примерно одно сближение до 1.5 км, и 120 сближений до 25 км, или одно «опасное» сближение каждые 12 мин. До расстояния 400 метров два объекта могут сблизиться в среднем один раз в 13 суток.

Таблица 1 – Число минимальных сближений до расстояния R км

R	N(R)	n(R)	R	N(R)	n(R)	R	N(R)	n(R)
0.4	84	0.078	7.0	17324	16.041	17.0	75320	69.741
0.5	124	0.115	8.0	21934	20.309	18.0	82030	75.954
0.7	198	0.183	9.0	27208	25.193	19.0	88665	82.097
1.0	432	0.400	10.0	32531	30.121	20.0	95356	88.293
1.5	1023	0.947	11.0	38270	35.435	21.0	102209	94.638
2.0	1801	1.668	12.0	44105	40.838	22.0	108921	100.853
3.0	3795	3.514	13.0	49986	46.283	23.0	115704	107.133
4.0	6443	5.966	14.0	56147	51.988	24.0	122538	113.461
5.0	9495	8.792	15.0	62365	57.745	25.0	129458	119.869
6.0	13184	12.207	16.0	68741	63.649	26.0	136232	126.141

Рисунок 1 – Зависимость среднесуточного числа сближений $n(R)$ и линейная аппроксимация на расстояниях 0.4 км – 10 км



На рисунке 1 показана зависимость $\lg(n(R))$ от $\lg(R)$ в диапазоне расстояний 0.4 км – 40 км. Из рисунка видно, что на малых расстояниях (0.4 км – 10 км) эта зависимость хорошо представляется прямой линией:

$$\lg(n(R)) = a + b \cdot \lg(R), \text{ или } n(R) = c \cdot R^b, \quad (1)$$

где $c = 10^a$. Численные значения входящих сюда констант:

$$a = -0.3784 \pm 0.0099; b = 1.8799 \pm 0.0158; c = 0.4184 \pm 0.0096. \quad (2)$$

Из формулы (1) следует, что коэффициент c равен среднесуточному числу сближений до расстояния $R = 1$ км.

Заметим, что показатель степени $b = 1.8799$ можно рассматривать как фрактальную размерность множества точек минимального сближения, определяемых радиусом-вектором $\mathbf{R}=(R_x, R_y, R_z)$ в трехмерном фазовом пространстве (x,y,z) , а сам алгоритм определения этого параметра практически совпадает с методом Грассбергера–Прокаччия для вычисления корреляционной размерности фрактального множества [7, 8].

Для контроля этим же способом была обработана более ранняя версия того же каталога ГСС – на конец января 2011 года. Расчет проводился на 360 суток, при этом в логарифмическом масштабе линейная зависимость проявлялась до расстояния $R = 15$ км. Были получены следующие значения постоянных: $a = -0.6345 \pm 0.0058$; $b = 1.8241 \pm 0.0073$; $c = 0.2320 \pm 0.0031$. Значительные отличия параметров a, c от значений (2) легко объясняются разной полнотой двух каталогов, но обращает на себя внимание близость значений параметра b ($b = 1.8799$ по рабочему каталогу, и $b = 1.8241$ по каталогу годичной давности).

Если предположить, что степенная зависимость $n(R) = c \cdot R^b$ сохраняется и при $R < 0.4$ км, то можно проэкстраполировать значения $n(R)$ на предельно малые расстояния. Результаты такого прогноза приведены в таблице 2, где R – расстояние сближения в км; $n(R)$ – прогнозируемое среднесуточное количество сближений до расстояния R ; $\text{days} = 1/n(R)$ – среднее количество суток на одно сближение; $\text{years} = \text{days}/365.25$ – среднее количество лет на одно сближение. Из этой таблицы следует, что, если наши предположения верны, то по состоянию геостационарной зоны на март 2012 года одно парное сближение каталогизированных ГСС до 3 м должно происходить в среднем за 362 года, до 5 м – за 138 лет, до 10 м – за 38 лет, до 30 м – за 4.8 года и т.д. Эти оценки следует считать оптимистическими, так как в используемый каталог ГСС не включены малоразмерные объекты. Согласно современным данным их количество исчисляется тысячами.

Таблица 2 – Расчет $n(R)$ по формуле (1) на малые расстояния

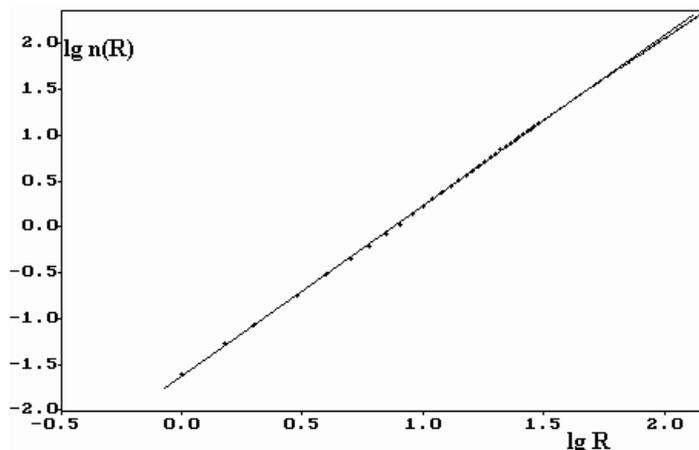
R	n(R)	Days	Years	R	n(R)	Days	Years
0.003	0.000008	132140	361.8	0.1	0.0055	181.2	0.4961
0.005	0.000020	50581	138.5	0.3	0.0435	23.0	0.0629
0.010	0.000073	13744	37.6	0.5	0.1137	8.80	0.0241
0.030	0.000574	1743	4.77	1.0	0.4184	2.39	0.0065

Выше мы полагали, что корректируемые ГСС двигаются по тем же законам, что и неуправляемые. Между тем ясно, что соответствующие службы контроля космического пространства не допустят слишком тесного сближения корректируемых ГСС. Поэтому представляет интерес провести аналогичный анализ только для неуправляемых спутников. В таблице 3 приведена статистика сближений только для пассивных ГСС. Обозначения такие же, что и в таблице 1.

Таблица 3. Число сближений до расстояния R (км) для пассивных ГСС

R	N(R)	n(R)	R	N(R)	n(R)	R	N(R)	n(R)
1.0	27	0.025	11.0	2192	2.030	22.0	8167	7.562
1.5	58	0.054	12.0	2618	2.424	23.0	8912	8.252
2.0	92	0.085	13.0	3030	2.806	24.0	9654	8.939
3.0	190	0.176	14.0	3505	3.245	25.0	10415	9.644
4.0	333	0.308	15.0	3959	3.666	26.0	11178	10.350
5.0	485	0.449	16.0	4481	4.149	27.0	11979	11.092
6.0	662	0.613	17.0	5041	4.668	28.0	12763	11.818
7.0	888	0.822	18.0	5625	5.208	29.0	13614	12.606
8.0	1159	1.073	19.0	6210	5.750	30.0	14451	13.381
9.0	1489	1.379	20.0	6834	6.328	31.0	15367	14.229
10.0	1838	1.702	21.0	7519	6.962	32.0	16251	15.047

Сравнивая данные из таблиц 1 и 3, можно заметить, что на небольших R основная часть сближений приходится на такие пары объектов, где хотя бы один является управляемым. Но и на больших расстояниях эта тенденция сохраняется. Общее количество сближений до 200 км для неуправляемых спутников за три года составило 415000, вместо 1.7 млн для всего массива ГСС. Заметим, что такая большая разница возникла только из-за того, что из исходного каталога было выброшено всего лишь 1/4 часть объектов.



Рисунке 2 – Зависимость среднесуточного числа сближений n(R) для неуправляемых ГСС и линейная аппроксимация на расстояниях 1 км – 50 км

На рисунке 2 показана зависимость $\lg(n(R))$ от $\lg(R)$ для неуправляемых ГСС в интервале 1 км – 150 км. Из этого рисунка хорошо видно, что степенная зависимость вида (1) наблюдается на значительно большем диапазоне расстояний, чем для всего массива ГСС (см. рис.1), и составляет, как минимум, 1 км – 50 км. Численные значения постоянных, входящих в формулы (1), для пассивных ГСС получились такими:

$$a = -1.6313 \pm 0.0072; b = 1.8660 \pm 0.0064; c = 0.02337 \pm 0.00039. \quad (3)$$

Отличия констант a и c от значений, приведенных в (2), в особых комментариях не нуждаются. Однако показатель степени b оказался практически таким же, что и на полном массиве ГСС, несмотря на значительную разницу в исходных данных.

Таблица 4 – Расчет $n(R)$ на малые расстояния для неуправляемых ГСС

R	$n(R)$	days	years	R	$n(R)$	days	years
0.003	0.0000005	2182682	5976	0.1	0.000318	3143	8.600
0.005	0.0000012	841433	2304	0.3	0.002472	404.6	1.108
0.010	0.0000043	230832	632	0.5	0.006412	156.0	0.427
0.030	0.0000337	29716	81.4	1.0	0.023373	42.78	0.117

В таблице 4 представлен прогноз функции $n(R)$ на малые расстояния сближения только для пассивных ГСС. Расчет проводился по формулам (1) с учетом значений (3).

Таким образом, в рамках принятых предположений, тесные сближения двух неуправляемых спутников должны происходить довольно редко: до 30 метров – один раз за 81 год, до 100 метров – один раз за 8.6 года. Напомним, что при расчетах не учитывались малоразмерные объекты, не включенные в используемый каталог.

Проведенные исследования позволяют сделать следующие выводы:

1. Среднесуточное количество сближений ГСС $n(R)$ до небольших расстояний R хорошо подчиняется степенному закону $n(R) = c \cdot R^b$.

2. Показатель степени b можно рассматривать как фрактальную размерность множества точек сближения, он слабо зависит от объема исходных данных и равен примерно 1.87.

3. Указанная зависимость с учетом сделанных в тексте предположений позволяет оценивать частоту опасных сближений на предельно малые расстояния.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 <http://celestrak.com/satcat/boxscore.asp>
- 2 UNCOUOS Scientific and Technical Subcommittee // Technical Report on Space Debris, A/AC.105/720, May 1999.
- 3 Schildknecht T., Musci R. et al. An Optical Search For Small-Size Debris In GEO And GTO. // Proceedings of the 5th US-Russian Space Surveillance Workshop. Pulkovo. St. Petersburg. September 24-27. 2003.
- 4 <http://celestrak.com/NORAD/elements.geo.txt>
- 5 <http://planet4589.org/space/log/geo.log>
- 6 Classification of geosynchronous objects. Issue 14. Prepared by T. Flohrer. February 2012, ESOC Robert-Bosch-Str. 5, D-64293 Darmstadt, Germany). <http://astronomer.ru/ru/menu-help-ru/help-info-ru/reference-ru.html>.
- 7 Grassberger P., Procaccia I. // Phys. Rev. Lett. – 1983. – Vol. 50, N 5. – P. 346-349.
- 8 Айманова Г.К., Демченко Б.И., Макаренко Н.Г. Прикладные методы топологической динамики. 2. Численный анализ хаоса // Препринт АФИФ. – 1990. – № 90-03. – Алма-Ата. – 52 с.

REFERENCES

- 1 <http://celestrak.com/satcat/boxscore.asp>
- 2 UNCOUOS Scientific and Technical Subcommittee // Technical Report on Space Debris, A/AC.105/720, May 1999.
- 3 Schildknecht T., Musci R. et al. An Optical Search For Small-Size Debris In GEO And GTO. // Proceedings of the 5th US-Russian Space Surveillance Workshop. Pulkovo. St. Petersburg. September 24-27. 2003.
- 4 <http://celestrak.com/NORAD/elements.geo.txt>
- 5 <http://planet4589.org/space/log/geo.log>
- 6 Classification of geosynchronous objects. Issue 14. Prepared by T. Flohrer. February 2012, ESOC Robert-Bosch-Str. 5, D-64293 Darmstadt, Germany). <http://astronomer.ru/ru/menu-help-ru/help-info-ru/reference-ru.html>.
- 7 Grassberger P., Procaccia I. // Phys. Rev. Lett. – 1983. – Vol. 50, N 5. – P. 346-349.
- 8 Ajmanova G.K., Demchenko B.I., Makarenko N.G. Prikladnye metody topologicheskoy dinamiki. 2. Chislennyj analiz haosa // Preprint AFIF. – 1990. – № 90-03. – Alma-Ata. – 52 s.

Резюме

Б. И. Демченко, А. В. Диденко

(«Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан Республикасы)

ГЕОСТАЦИОНАРЛЫҚ АЙМАҚҚА ҚАУІПТІ ЖАҚЫНДАСУДЫҢ КЕЙБІР СТАТИСТИКАЛЫҚ СИПАТТАМАЛАРЫ

Геостационарлық серіктер (ГСС) орбитасы каталогының статистикалық талдауы негізінде R шамалы қашықтығында ГСС $n(R)$ -дің ортатәуліктік жақындасу саны $n(R)=c \cdot R^b$ салмақты функциямен жақсы

түсіндіріледі, мұнда c , b – тұрақтылық. Осы тәуелділікті қолдана отырып ГСС-тің қауіпті жақындасу жиілігіне баға беріледі.

Тірек сөздер: статистикалық талдау, жерге жақын ғарыштық кеңістік, жақындау.

Summary

B. I. Demchenko, A. V. Didenko

(ДТОО «Fesenkov Astrophysical Institute», Almaty, Republic of Kazakhstan)

SOME STATISTICAL CHARACTERISTICS OF THE DANGEROUS RAPPROCHEMENTS IN GEOSTATIONARY ZONE

On the basis of the statistical analysis of the catalogue of orbits of geostationary satellites (GSS) it is established, that the average daily number of the GSS' rapprochements $n(R)$ at small distances R is well described by power-mode function $n(R) = c \cdot R^b$, where c , b – constants. Using this dependence we made the estimation of the GSS' frequency of dangerous rapprochements.

Keywords: statistical analysis, circumterrestrial space, rapprochement.

Поступила 2.09.2013г.

УДК 550.385

А. Ф. ЯКОВЕЦ, В. В. ВОДЯННИКОВ, Г. И. ГОРДИЕНКО, Ю. Г. ЛИТВИНОВ

(ДТОО «Институт ионосферы» АО «НЦКИТ», Алматы, Республика Казахстан)

ПОВЕДЕНИЕ ТЕРМОСФЕРНОГО ВЕТРА ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Аннотация. Проанализированы параметры колебаний меридионального термосферного ветра во время прохождения крупномасштабных перемещающихся ионосферных возмущений (КМПИВ), полученные на основе ночных наблюдений F-слоя ионосферы, проведенных в Институте ионосферы (Алматы, 76° 55' E, 43° 15' N) с 2000 по 2007 год с помощью цифрового ионозонда. Обработка данных позволила получить временные вариации электронной концентрации ($N(t)$) на фиксированных высотах и вариации высоты максимума (h_mF) и основания слоя ($h_{bot}F$). За указанный период было проведено 1166 сеансов наблюдения, и 581 сеанс характеризовался волновой активностью. Для анализа были выбраны сеансы с относительной амплитудой $N(t)$, превышающей 25%. Общее количество таких сеансов составило 63. Амплитуды колебаний меридионального ветра на высотах h_mF и $h_{bot}F$ рассчитывались исходя из значений амплитуд вариаций высоты h_mF и $h_{bot}F$.

Ключевые слова: ионосфера, перемещающиеся ионосферные возмущения, термосферный ветер.

Тірек сөздер: ионосфера, жылжымалы ионосфералық ауытқулар, термосфералық жел.

Keywords: ionosphere, Travelling Ionospheric Disturbances, thermospheric wind.

Введение. Как известно, крупномасштабные перемещающиеся ионосферные возмущения (КМПИВ), вызванные атмосферными гравитационными волнами, генерируются в полярных регионах во время геомагнитных бурь [1], когда быстрое усиление полярных электроджетов приводит к локальному нагреву атмосферы. Процесс быстрого расширения и последующего сжатия атмосферы создает атмосферные гравитационные волны (АГВ), распространяющиеся к экватору и генерирующие КМПИВ на своем пути. Ряд наблюдений показали, что КМПИВ также могут сохраняться во время магнитоспокойных периодов [2, 3]. Распространение АГВ в нейтральной атмосфере и их ионосферные проявления (КМПИВ) изучалось как экспериментально, так и теоретически в течение многих лет. Результаты этих исследований представлены в серии обзорных работ [1, 4, 5].

Типичные параметры КМПИВ в F-слое ионосферы следующие: периоды составляют ~ 40 мин-3 ч, горизонтальные длины волн составляют ~ 1000-3000 км, а скорость составляет ~ 400-1000 мс⁻¹. Эти параметры рассматриваются во многих работах, но данных о колебаниях меридионального ветра, обусловленных прохождением АГВ, явно недостаточно. В работе [6] измерили колебания меридионального ветра от - 94 м/с, направленного к экватору до +44 м/с, направленного к полюсу, во время прохождения единичной АГВ. В работе [7] измеряли колебания меридионального ветра в течение нескольких магнитовозмущенных дней. Колебания меридионального ветра связаны с энергией и импульсом АГВ и, следовательно, их измерения важны для понимания характеристик распространения АГВ. Таким образом, целью данной работы является экспериментальное исследование колебаний меридионального ветра на основе данных, полученных на ионозонде, в течение второй части 23 цикла солнечной активности (2000-2007 гг).

Оборудование и анализ данных. Ночные наблюдения КМПИВ в F-области ионосферы проводятся в Институте ионосферы (Алматы 76°55'E, 43°15'N) на цифровом ионозонде ПАРУС, сопряженным с компьютером, предназначенным для сбора, хранения и обработки ионограмм в

цифровом виде. Информация, необходимая для расчетов разнообразных параметров КМПИВ, считывается с ионограмм полуавтоматическим методом. Зондирование ионосферы проводится каждые 5 мин. Длина ночных сеансов измерений изменялась в зависимости от сезона и составляла ~ 8–12 ч. С ионограмм считывались значения действующих высот отражения $h'(t)$ радиосигнала на ряде фиксированных рабочих частот зондирования и значения критических частот (f_oF). Ионозонд обеспечивает точность считывания $h'(t)$ ~ 2.5 км и точность считывания f_oF ~ 0.05 МГц. Выбор ночного периода суток для наблюдений был обусловлен тем, что КМПИВ с большими амплитудами вариаций ионосферных параметров на средних широтах наблюдаются в основном в ночное время [8]. Дальнейшая обработка представляла получение высотных распределений электронной плотности ($N(h)$ -профилей) методом Титериджа [9] и получение из профилей вариаций ряда параметров F-слоя (вариации электронной плотности на фиксированных высотах ($N_h(t)$), вариации плотности в максимуме слоя ($N_mF(t)$), вариации высоты максимума и основания слоя ($h_mF(t)$ и $h_{bot}F$). За период 2000 г. – 2007 г. было проведено 1166 ночных наблюдений, при этом 581 ночью характеризовались волновой активностью, связанной с КМПИВ [10]. Вариации $N_h(t)$ на серии высот h позволяли определять форму высотного профиля амплитуд ($A(h)$) с максимальной абсолютной амплитудой (A_m). Для анализа мы выбрали сеансы наблюдений, во время которых были зарегистрированы КМ ПИВ с относительной амплитудой (δ_h), превышающей 25%, на высоте, соответствующей A_m . Здесь $\delta_h = A(h)/N(h)$, где $A(h)$ – абсолютная амплитуда волны на высоте h и $N(h)$ – величина фоновой электронной плотности на данной высоте. Выбор сеансов наблюдений, в течение которых были зарегистрированы КМ ПИВ с большими значениями амплитуд вариаций $N_h(t)$, обеспечивал высокую точность оценки амплитуд вариаций высоты максимума и основания слоя – параметров, необходимых для оценки амплитуд осцилляций меридионального термосферного ветра. Всего таких сеансов оказалось 63 (5.4% от общего числа наблюдений). Эти сеансы были разделены на две группы в соответствии с минимальной величиной D_{st} - индекса, имевшей место на временном интервале, начинающемся за несколько часов до начала сеанса наблюдений и оканчивающемся в конце сеанса. Общее число наблюдений с умеренной и большой геомагнитной активностью ($D_{st} \leq -50$ нТ) оказалось 26, при этом 12 ночей характеризовались большими геомагнитными бурями ($D_{st} \leq -100$ нТ). 37 наблюдений характеризовались низкой магнитной активностью ($D_{st} > -50$ нТ).

Типичный пример поведения параметров F-слоя для таких ночей приведены на рисунке 1. Квазипериодические КМ ПИВ, показанные на рисунке 1, могут быть связаны с большой геомагнитной бурей с внезапным началом, имевшей место 31 августа 2005 года. Максимальное значение D_{st} -индекса достигло -131 нТл и начало главной фазы падало на 14.00 UT (19.00 местного времени (LT)) [11]. Из рисунка 1 видно, что волновая активность в ионосферных параметрах началась около 21,00 LT, через два часа после начала главной фазы бури. Эта задержка является типичным временем распространения КМПИВ от зоны полярных сияний до средних широт [8]. На верхней панели рисунка 1 показаны сглаженные вариации плотности электронов ($N_h(t)$) на ряде фиксированных высот с расстоянием между соседними высотами 10 км. Нижняя кривая соответствует высоте 150 км, верхняя (жирная) кривая представляет вариации $N(t)$ на высоте максимума слоя (h_mF). Для удаления из первичных данных высокочастотного шума была выполнена низкочастотная фильтрация с использованием скользящего окна шириной $T = 30$.

На рисунке 1 (вторая панель сверху) показаны вариации h_mF и $h_{bot}F$. Квазипериодические вариации h_mF и $h_{bot}F$ могут быть вызваны квазипериодическими вариациями зонального электрического поля или нейтрального меридионального ветра в F-области. На средних широтах влияние электрического поля на вариации h_mF и $h_{bot}F$, как ожидается, будет небольшим, поэтому в дальнейшем мы рассматриваем только влияние меридионального ветра. В целях устранения тренда, вызванного суточным ходом меридионального ветра (направленного к экватору ночью), была выполнена высокочастотная фильтрация с использованием полинома второй степени. Отфильтрованные вариации h_mF представлены на рисунке 1 (третья панель сверху). Отфильтрованные вариации $h_{bot}F$ представлены на рисунке 1 (нижняя панель).

АГВ на средних широтах имеют длину волны, превышающую ~1000 км. Для такой волны движения нейтрального газа на высотах F области представляет собой горизонтальный ветер, дующий на юг вдоль меридиана при прохождении половины волны над точкой наблюдения и на север

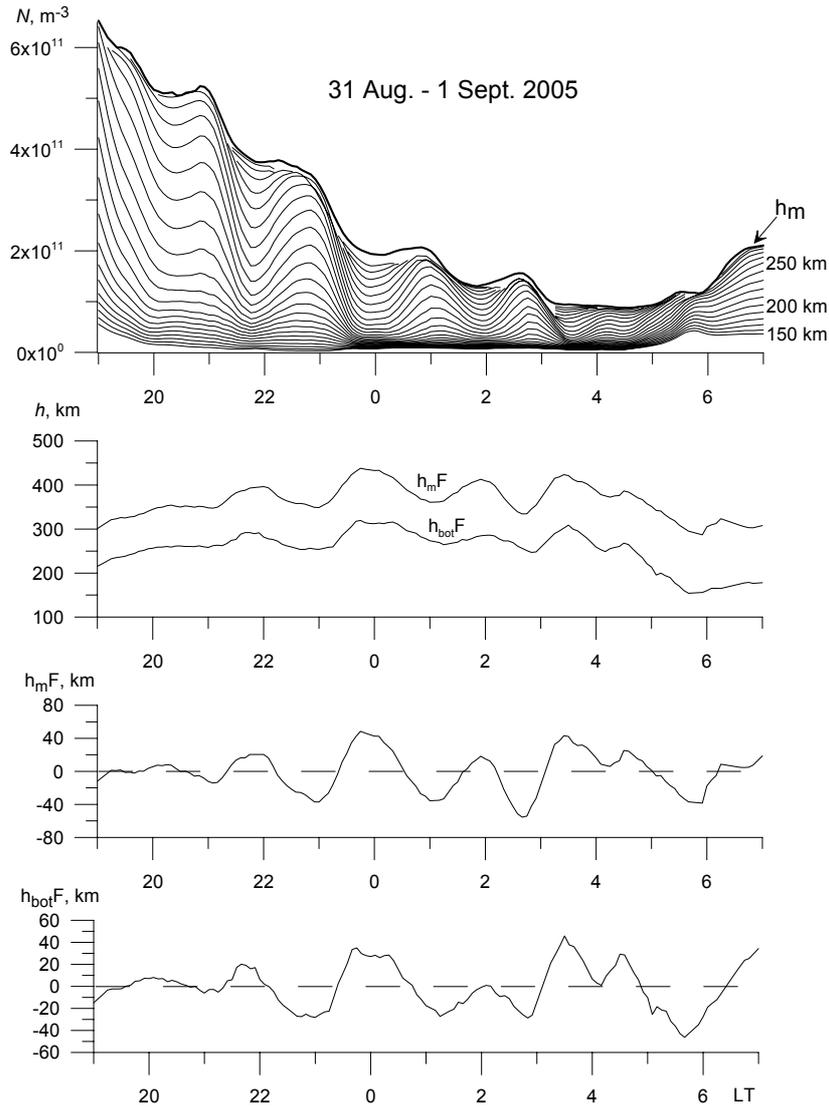


Рисунок 1 – Сглаженные вариации параметров F-слоя в течение ночи с большой магнитной активностью:
 а) электронная плотность ($N(h)$) на серии высот с расстоянием между соседними высотами 10 км (верхняя панель),
 б) высоты максимума F-слоя ($h_m F$) и основания слоя ($h_{bot} F$) (вторая сверху панель), $h_m F$ с исключенным трендом
 (третья сверху панель), $h_{bot} F$ с исключенным трендом (нижняя панель)

при прохождении последующей полуволны. Плазма в F-области ионосферы вовлекается в движение за счет столкновений нейтралов с ионами. Плазма в F-области замагничена и, следовательно, может двигаться только вдоль магнитных силовых линий. Это движение обусловлено компонентой нейтрального ветра, направленной вдоль магнитного поля. Нейтральный ветер, дующий по направлению к экватору и полюсу, толкает плазму вдоль силовых линий магнитного поля вверх и вниз, соответственно, приводя к периодическим колебаниям высоты F-слоя. Нооке (1968) показал, что скорость движения ионов вдоль геомагнитного поля равна скорости движения нейтральной компоненты вдоль геомагнитного поля, обусловленного гравитационными волнами. Таким образом, процедура нахождения амплитуды колебаний меридионального ветра из колебаний высоты максимума F-слоя основана на заключении работы [12]. Пусть V_{\perp} представляет скорость меридионального ветра, а V_{\parallel} является вертикальной скоростью движения максимума F-слоя, то

$$V_{\parallel} = V_{\perp} \cdot \sin I \cos I, \tag{1}$$

где I – магнитное склонение. Чтобы оценить амплитуду осцилляций термосферного ветра на высоте $h_m F$ из полного размаха колебаний $h_m F$ ($\Delta h_m F$), представим скорость колебаний $h_m F$ как

$V_I = V_h \sin \frac{2\pi t}{T}$. Тогда $\Delta h_m F = \int_0^{T/2} V_h \sin \frac{2\pi t}{T} dt = V_h \frac{T}{\pi}$. Отсюда $V_h = \Delta h_m F \frac{\pi}{T}$ и амплитуда осцилляций меридионального ветра (V_m) будет равна

$$V_m = \Delta h_m F \frac{\pi}{T \sin I \cos I}. \quad (2)$$

Для Алматы $I = 62^\circ$, поэтому (2) может быть записано в окончательной форме

$$V_m = \Delta h_m F \frac{\pi}{0.41T}. \quad (3)$$

Такое же выражение может быть использовано для оценки амплитуды осцилляций термосферного ветра для основания слоя:

$$V_{mb} = \Delta h_{bot} F \frac{\pi}{0.41T}. \quad (4)$$

Из рисунка 1 видно, что в течение сеанса наблюдались несколько волн со слегка различающимися амплитудами и периодами. Для построения статистических распределений учитывались волны с максимальной относительной амплитудой, превышающей 25%. На рисунке 2 показано распределение периодов, размаха вариаций высоты максимума ($\Delta h_m F$) и основания ($\Delta h_{bot} F$) слоя для возмущенного (верхняя панель) и спокойного (нижняя панель) магнитного поля. Видно, что нет большой разницы между распределениями для возмущенного и спокойного магнитного поля. Периоды распределены в диапазоне 40-200 мин с максимальной вероятностью 60-140 мин для условий возмущенного магнитного поля и 80-160 мин для спокойного поля. Максимальные вероятности $\Delta h_m F$ лежат в диапазоне 20-80 км для возмущенного и 20-60 км для спокойного магнитного поля. Такой же характер наблюдается для распределения $\Delta h_{bot} F$.

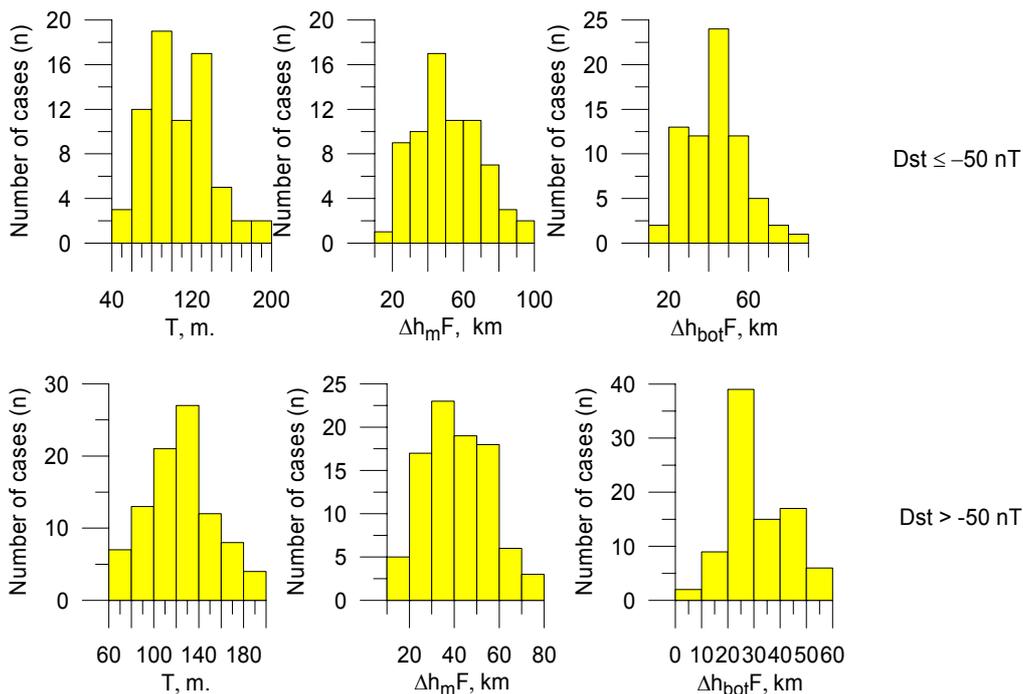


Рисунок 2 – Распределение периодов (T), размаха амплитуд ($\Delta h_m F$) осцилляций $h_m F$ и размаха амплитуд ($\Delta h_{bot} F$) осцилляций $h_{bot} F$ для возмущенного (верхняя панель) и спокойного (нижняя панель) магнитного поля

На рисунке 3 показано распределение амплитуд осцилляций меридионального ветра (V_m) для максимума слоя и (V_{mb}) для основания слоя. Верхняя панель соответствуют возмущенному, а нижняя панель – спокойному магнитному полю. Очевидные различия видны из сравнения распределений. Амплитуды осцилляций термосферного ветра для h_m рассеяны в более широком диапазоне, чем амплитуды h_{bot} как для $Dst < -50$ нТл и для $Dst > -50$ нТл. Кроме того, амплитуды осцилляций ветра для h_m и h_{bot} во время возмущенного периода рассеяны в более широкой полосе, чем амплитуды в спокойные периоды.

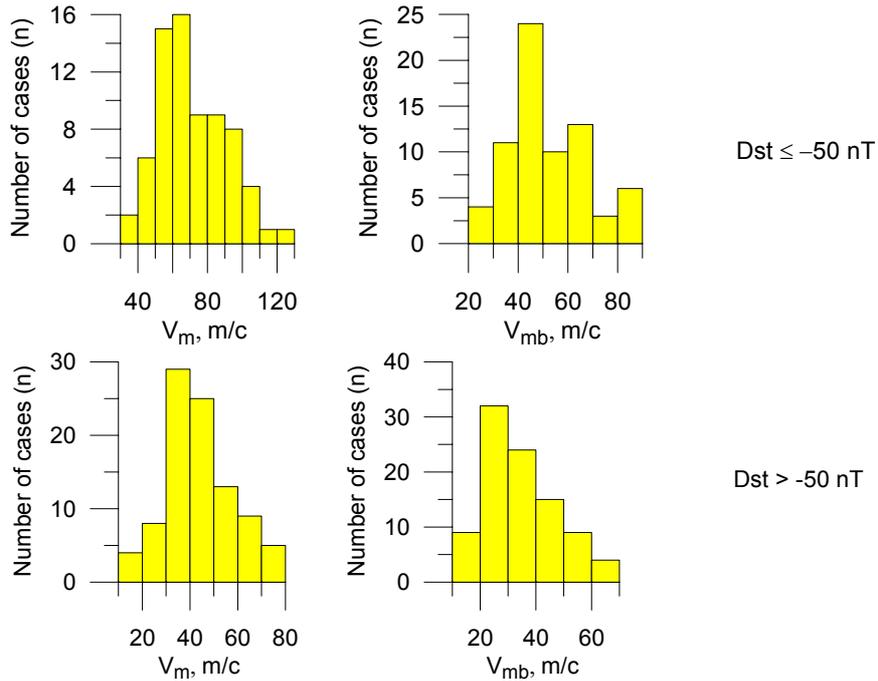


Рисунок 3 – Распределение амплитуд осцилляций скоростей меридионального ветра (V_m) для максимума слоя и (V_{mb}) для основания слоя. Верхние панели соответствуют возмущенному магнитному полю и нижние панели соответствуют спокойному полю

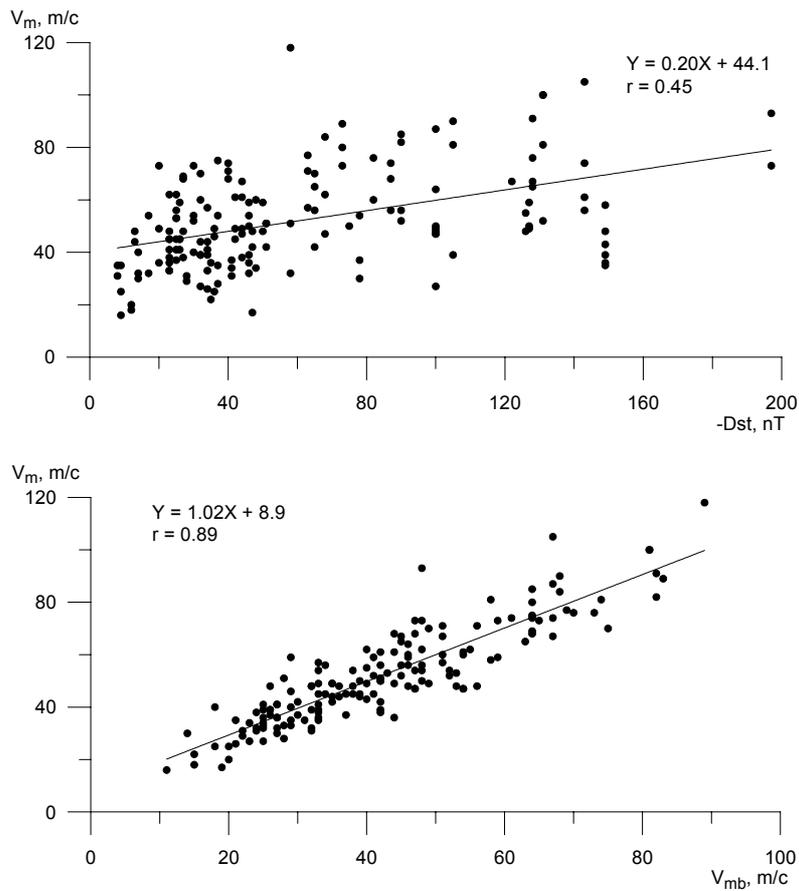


Рисунок 4 – Диаграммы рассеяния между V_m и Dst (верхняя панель) и между V_m и V_{mb} (нижняя панель); линии регрессии показаны сплошными линиями. Формулы для линии регрессии и коэффициенты корреляции (r) представлены в верхних углах панелей

На рисунке 4 показаны диаграммы рассеяния между V_m и Dst (верхняя панель) и между V_m и V_{mb} (нижняя панель); линии регрессии показаны сплошными линиями. Формулы для линий регрессии и коэффициенты корреляции (r) представлены в верхних углах панелей. Они показывают существование умеренной корреляции между V_m и Dst и хорошей корреляции между V_m и V_{mb} .

Диаграмма рассеяния (рисунок 4 верхняя панель) показывает умеренную корреляцию между V_m и Dst. Это может быть объяснено на основе существования источников в нижних слоях атмосферы, которые генерируют АГВ, независимо от уровня магнитной активности. Диаграмма рассеяния (рисунок 4 внизу) показывает хорошую корреляцию между амплитудой колебаний меридионального ветра на высотах $h_m F$ и $h_{bot} F$, при этом среднее значение V_m превосходит среднее значение V_{mb} на $\sim 9,0$ км. Это превышение можно объяснить, принимая во внимание диффузию, которая вносит свой вклад в направленную вдоль магнитных силовых линий скорость ионов [13, рис. 9]. Ниже ~ 300 км этот вклад мал и эта скорость ионов тесно следует направленной вдоль магнитных силовых линий компоненте скорости нейтрального ветра. Но выше ~ 300 км этот вклад начинает увеличиваться с ростом высоты, и скорость ионов начинает превышать скорость нейтрального ветра. Экспериментальные данные этого исследования показали, что $h_m F$ превышают 300 км и $h_{bot} F$ находятся ниже 300 км для большинства наблюдений. Таким образом, V_m рассчитываемая из направленной вдоль поля скорости иона без учета диффузионного члена показывает некоторую эффективную скорость нейтрального ветра, превышающую реальную скорость.

Результаты этого исследования показали, что КМПИВ с большой амплитудой на средних широтах наблюдаются как во время больших магнитных возмущений, так и в периоды спокойного магнитного поля. Эти КМПИВ сопровождаются квазипериодическими осцилляциями меридиональной скорости ветра. Амплитуды этих осцилляций распределены в диапазоне ~ 10 -90 м/с. Амплитуды этих осцилляций мало связаны с уровнем магнитной активности.

Работа выполнялась по программе 101 «Грантовое финансирование научных исследований» в рамках темы «Исследовать воздействия нестационарных явлений на среднеширотные атмосферу и ионосферу».

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Hunsucker, R. D.: Atmospheric gravity waves generated in the high-latitude ionosphere: A review // Rev. Geophys. 1982. 20. P. 293-315.
- 2 Tsugawa T., A. Saito and Y. Otsuka. A statistical study of large-scale traveling ionospheric disturbances using the GPS network in Japan // J. Geophys. Res. 2004. 109. A0630. doi:10.1029/2003JA010302.
- 3 Hawnitschka S. Travelling ionospheric disturbances (TIDs) and tides observed by a super-resolution HF direction finding system // J. Atmos. Sol. Terr. Phys. 2006. 68. P. 568-577.
- 4 Yeh K. C. and Liu C. H.: Acoustic-gravity waves in the upper atmosphere // Rev. Geophys. Space Phys. 1974. 12. P. 193-216.
- 5 Hocke K. and Schlegel K.: A review of atmospheric gravity waves and traveling ionospheric disturbances: 1982–1995 // Ann. Geophysical. 1996. 14. P. 917-940.
- 6 Shiokawa K. et al. Thermospheric wind during a storm-time large-scale traveling ionospheric disturbance // J. Geophys. Res. 2003. 108 (A12), 1423, doi: 10.1029/2003JA010001.
- 7 Lee, C. C., J. Y. Liu, M. Q. Chen, S. -Y. Su, H. C. Yeh, C. H. Liu, and K. Nozaki, Observation and model comparison of the traveling atmospheric disturbances over the western pacific region during the 6-7 April 2000 magnetic storm // J. Geophys. Res. 2004. 109, A9, 10.1029/2003JA010267, September 1.
- 8 Hajkowicz L.A. Monitoring ionospheric response to auroral electrojet activity from sub-auroral to equatorial latitudes in the East Asian-Australian longitudinal sector over a solar cycle (1978-1986) // J. Atm. Sol-Ter. Phys. 1999. 61. P. 857-866.
- 9 Titheridge J.E. Ionogram analysis with the generalised program Polan // National Geophysical Data Center. Boulder. CO USA. 1985.
- 10 Yakovets A. F., Vodyannikov V. V., Andreev A. B., Gordienko G. I., and Yu. G. Litvinov. Features of Statistical Distributions of Large_Scale Traveling Ionospheric Disturbances over Almaty // Geomagnetism and Aeronomy. 2011. 51. P. 640-645.
- 11 Pandey S.K., Dubey S.C. Characteristic features of large geomagnetic storms observed during solar cycle 23 // India Journal of Radio and Space Physics. 2009. 38. P. 305-312.
- 12 Hooke, W. H. Ionospheric irregularities produced by internal atmospheric gravity waves // J. Atmos. Terr. Phys. 1968. 30. P. 795–823.
- 13 Millward G. H., Moffet R. J., Quegan S., and Fuller Rowell T. J. Effect of an Atmospheric Gravity Wave on the Midlatitude Ionospheric F Layer // J. Geophys. Res. 1993. 98. P. 173-179.

Резюме

А. Ф. Яковец, В. В. Водяников, Г. И. Гордиенко, Ю. Г. Литвинов

(«ҰҒЗТО» АҚ «Ионосфера институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан Республикасы)

ТЕРМОСФЕРАЛЫҚ ЖЕЛДІҢ ИОНОСФЕРАЛЫҚ АУЫТҚҰЛАР
ӨТУІНДЕГІ МІНЕЗ-ҚҰЛЫҒЫ

Ионосфера институтында (Алматы, 76° 55' E, 43° 15' N), цифрлік ионозондтың көмегімен 2000-нен 2007 жылы дейін өткізілген, ионосфера F-қабатының түнгі бақылаулары негізінде алынған үлкен масштабты жылжымалы ионосфералық ауытқулардың (КМПИВ) өтуі уақытында меридиональдық термосфералық желдің тербелістерінің параметрлері талданған. Мәліметтерлерді өңдеу белгіленген биіктіктерде электрондық концентрацияның $N(t)$ уақытша вариацияларын және биіктік максимумының (hmF) және қабат негізінің ($h_{bot}F$) вариацияларын алуға мүмкіндік берді. Көрсетілген мерзім ішінде бақылаудың 1166 сеанстары жүргізілген болатын және 581 сеанс толқындық белсенділікпен бейнеленді. Талдау үшін 25% артық $N(t)$ салыстырмалы амплитудасы бар сеанстар тандалған болған. Мұндай сеанстар жалпы саны 63 болды. h_mF және $h_{bot}F$ биіктіктерде меридиональдік жел тербелістерінің амплитудасы hmF және $h_{bot}F$ биіктік вариациялары амплитудаларының мағыналарынан барып есептелген.

Тірек сөздер: ионосфера, жылжымалы ионосфералық ауытқулар, термосфералық жел.

Summary

A. F. Yakovets, V. V. Vodnynikov, G. I. Gordienko, Yu. G. Litvinov

(Institute of Ionosphere, National Center for Space Research
and Technology, Almaty, Republic of Kazakhstan)

BEHAVIOR OF THE THERMOSPHERIC WIND AT THE PASSAGE
OF IONOSPHERIC DISTURBANCES

Parameters of thermospheric wind oscillations during large-scale traveling ionospheric disturbances (LSTIDs) were analyzed on the basis of nighttime observations of the ionospheric F-layer performed at the Institute of Ionosphere (Almaty, 76°55 E, 43°15 N) since 2000 till 2007 using a digital ionosonde. Data processing allowed to obtain temporal variations in the electron content ($N(t)$) for fixed altitudes and variations of altitudes of the F-layer peak (hmF) and the F-layer bottom (hbotF). The 1166 observation sessions were carried out during the analyzed period, and 581 nights were characterized by wave activity. For analysis, nights with the peak relative amplitude of $N(t)$ exceeding of 25% were selected. Total number of such nights was 63. A low and high pass filtering was used to eliminate a high frequency noise and a trend caused by diurnal variation of meridional wind (equatorward by night). Amplitudes of meridional wind oscillations at altitudes of hmF and hbotF were estimated from peak-to-peak amplitude (hmF) of hmF oscillations and peak-to-peak amplitude (hbotF) of hbotF oscillations.

Keywords: ionosphere, Travelling Ionospheric Disturbances, thermospheric wind.

Поступила 2.09.2013г.

А. Ф. ЯКОВЕЦ, В. В. ВОДЯНИКОВ

(ДТОО «Институт ионосферы» АО «НЦКИТ», Алматы, Республика Казахстан)

СРАВНЕНИЕ МЕТОДОВ ИЗУЧЕНИЯ F2-СЛОЯ ИОНОСФЕРЫ НА ВОСХОДЕ СОЛНЦА

Аннотация. Изучено поведение F2-слоя во время восхода Солнца по данным вертикального зондирования ионосферы. На основе сопоставления $N(h)$ -профилей, рассчитанных по программе NeXtYZ, учитывающей горизонтальные градиенты электронной плотности, и по традиционной программе POLAN, показано, что на восходе Солнца моменты начала заметного роста электронной концентрации совпадают. Скорости возрастания электронной концентрации в этот период на высотах вблизи высоты максимума слоя, полученные из анализа зависимостей, рассчитанные методами NeXtYZ и POLAN, также близки. Эти факты доказывают возможность исследования динамики F2-слоя на восходе Солнца, используя данные зондирования относительно простого ионозонда, не регистрирующего углы прихода отраженного сигнала.

Ключевые слова: ионосфера, F-2 слой, восход Солнца.

Тірек сөздер: ионосфера, F-2 қабаты, Күннің шығуы.

Keywords: ionosphere, F2 layer, Sunrise.

Экспериментальные исследования параметров F2-слоя ионосферы на восходе Солнца начались с момента начала регулярного зондирования ионосферы. Обобщение основных результатов этих исследований сделано в работе [1], в которой проводятся оценки вклада процессов ионообразования и потерь в формирование F2-слоя в утреннее переходное время. Заметим, что количественные параметры поведения F2-слоя, полученные разными авторами, цитируемыми в работе [1], имеют заметный разброс, и большая часть данных о скорости увеличения электронной концентрации (N') и зенитном угле Солнца (χ), при котором начинается заметный рост электронной концентрации, получена для максимума слоя, концентрация в котором непосредственно оценивается из значений критических частот. При анализе поведения $N(t)$ на высотах ниже максимума слоя использовались действующие высоты, непосредственно считываемые с ионограмм.

В нашей работе [2] изучено поведения F2-слоя во время восхода Солнца по данным вертикального зондирования ионосферы над Алматы в 2000–2010 гг., на основе анализа поведения параметров F2-слоя по всей его толще путём пересчёта ионограмм в высотные профили электронной концентрации, используя программу пересчёта POLAN [3]. Последовательность $N(h)$ -профилей позволяла получать поведение ряда параметров слоя, в том числе электронную концентрацию на фиксированных высотах (N), электронную концентрацию в максимуме слоя ($N_m F2$), высоты максимума ($h_m F2$) и основания слоя ($h_{bot} F2$). В момент восхода Солнца создается заметный горизонтальный градиент электронной концентрации ионосферы, который приводит к отклонению углов прихода отраженного от ионосферы сигнала от вертикального направления. Поэтому программа POLAN, по-видимому, дает высотный профиль электронной концентрации с некоторыми ошибками. Метод корректного измерения высотного профиля электронной концентрации с учетом углов прихода зондирующего сигнала, названный NeXtYZ, предложен в работе [4].

Целью нашей работы является сравнение методов POLAN и NeXtYZ, а также оценка величин возможных расхождений определения моментов начала резкого роста ионизации на различных высотах F2-слоя. Для достижения этих результатов мы воспользовались результатами расчётов, представленных на сайте [<http://dynserv.eiscat.uit.no>]. Используя данные этих расчетов, нами проведено сопоставление $N(h)$ -профилей с тем, чтобы оценить их возможное расхождение. Результаты сопоставления показаны на рисунке 1, где приводится поведение электронной концентрации на ряде высот, начиная с высоты 150 км, с расстоянием 10 км между соседними высотами, полученное из высотных профилей, рассчитанных по программам NeXtYZ (левая панель) и POLAN (правая панель) для периода восхода Солнца. Чтобы устранить случайные флуктуации кривых, как ионосферного происхождения, так и вызванные шумом, возникающим в процессе обработки, осуществлялась низкочастотная фильтрация рядов с применением скользящего окна шириной $T = 30$ мин.

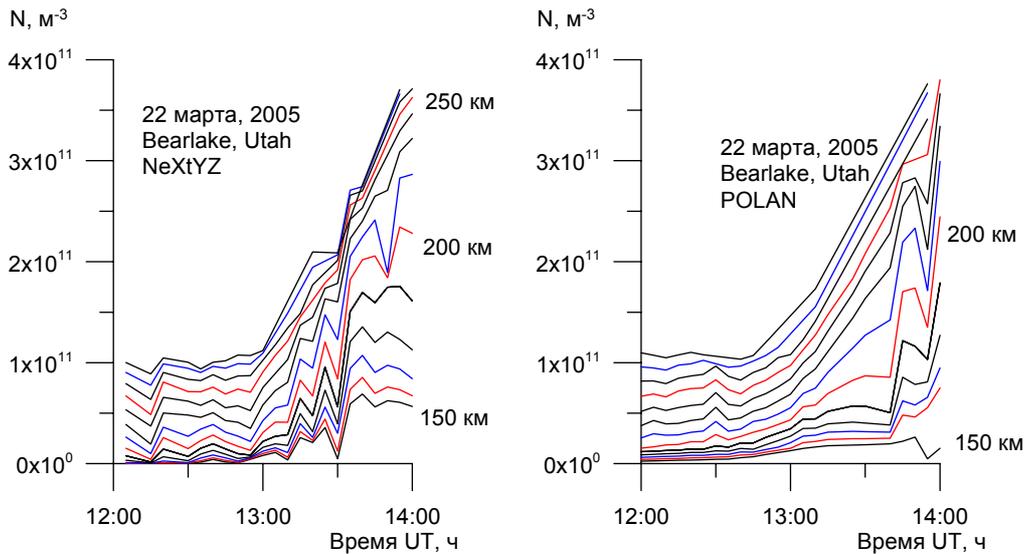


Рисунок 1 – Поведение электронного содержания на ряде высот, начиная с высоты 150 км, с расстоянием 10 км между соседними высотами, полученное из высотных профилей, рассчитанных по программам NeXtYZ (левая панель) и POLAN (правая панель) для периода восхода Солнца

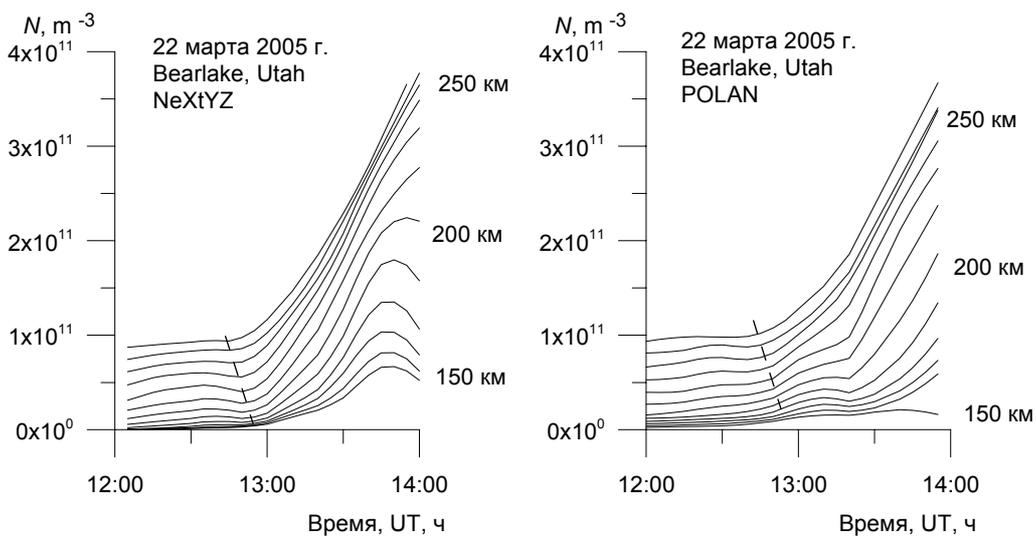


Рисунок 2 – Поведение электронного содержания на ряде высот, полученное из высотных профилей, рассчитанных по программам NeXtYZ (левая панель) и POLAN (правая панель) после низкочастотной фильтрации кривых, представленных на рисунке 1

На рисунке 2 представлены соответствующие отфильтрованные зависимости. Наклонные штриховые линии проведены через точки, соответствующие моментам начала заметного роста электронной концентрации (t_h) на разных высотах. Чтобы не допустить значительных ошибок определения этих моментов, к обработке принимались только записи с незначительными амплитудами флуктуаций электронной концентрации в интервал времени, предшествующий восходу Солнца. Представленные на рисунке вариации $N(t)$ содержат черты, характерные для всех сеансов измерений. К ним относятся: а) запаздывания моментов начала заметного роста электронной концентрации при уменьшении высоты; б) различие скоростей увеличения электронной концентрации (N') на разных высотах, при этом максимальная скорость увеличения (N'_{max}) наблюдается на высотах, лежащих ниже высоты максимума слоя.

Для оценки величины расхождений из этих зависимостей для нескольких высот и моментов времени на восходе Солнца рассчитана относительная разность электронных концентраций ($\Delta N/N$) %, полученных тем и другим методом (таблица 1).

Таблица 1 – Относительная разность электронных концентраций ($\Delta N/N$) %, полученных тем и другим методом.

h \ t	12:30UT	13:00UT	13:30UT
190 км	15	66	59
210 км	6	43	29
230 км	8	21	5
250 км	8	2	2

Из таблицы следует, что для 12:30UT, до момента начала быстрого роста электронной концентрации, относительные разности электронных концентраций невелики и они, по-видимому, находятся в пределах точности расчетов $N(h)$ – профилей данными методами. После начала быстрого роста Ne (13:00UT, 13:30UT) расхождения значительно возрастают на высотах вблизи основания слоя F2. И эти расхождения для рассматриваемой даты, по-видимому, и в основном, обусловлены разным способом задания нижней границы ионосферы, как это видно из рисунка 3, где показаны высотные профили, посчитанные двумя способами.

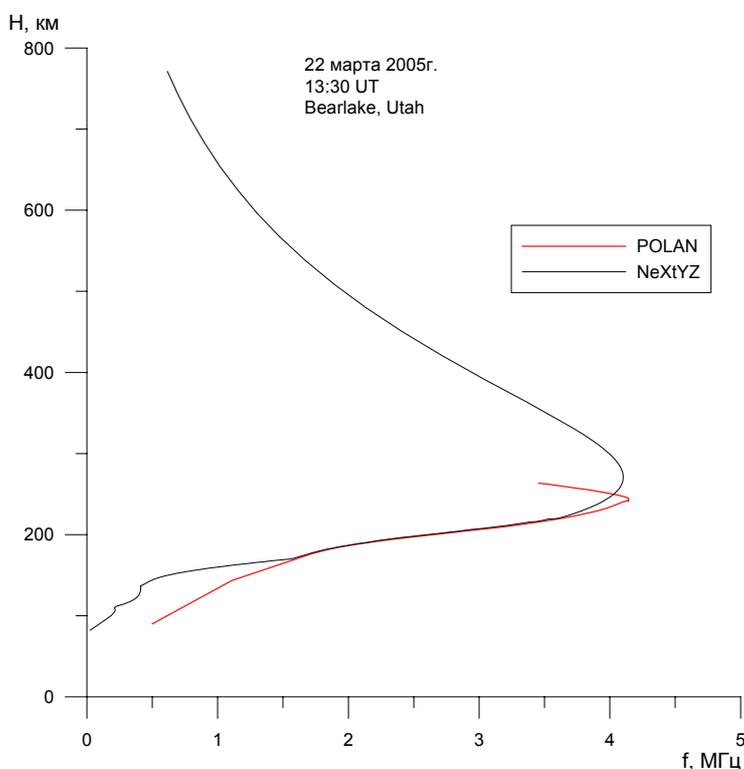


Рисунок 3 – Сопоставление $N(h)$ -профилей, рассчитанных по программам NeXtYZ и POLAN

Обратимся к сравнению тех параметров, которые обсуждаются в статье [2]. Ключевыми параметрами являются зенитные углы Солнца, при которых начинается процесс быстрого роста $N(t)$. На рисунке 2 штриховые линии проведены через точки, соответствующие моментам начала заметного роста электронной концентрации (t_h) на разных высотах. Сравнение этих моментов для профилей, рассчитанных разными методами, показало, что они очень близки, следовательно, близки и зенитные углы Солнца. Скорости возрастания электронной концентрации в период восхода Солнца на высотах вблизи высоты максимума слоя, полученные из анализа зависимостей (рисунок 2), рассчитанные методами NeXtYZ и POLAN, также близки.

Нами также проведено сопоставление $N(h)$ -профилей, полученных обоими методами с тем, чтобы оценить возможное расхождение профилей. Сравнение показало, что, несмотря на значительные расхождения профилей вблизи основания F2-слоя ($h < 200$ км), такие характеристики, как

зенитные углы Солнца на восходе, при которых начинается процесс быстрого роста электронного содержания на конкретных высотах, скорость роста электронного содержания близки при расчетах, проведенных тем и другим методом.

Основные результаты работы можно сформулировать так.

На основе сопоставления $N(h)$ -профилей, рассчитанных по программе NeXtYZ, учитывающей горизонтальные градиенты электронной плотности, и традиционной программе POLAN, показано, что на восходе Солнца моменты начала заметного роста электронной концентрации совпадают. Скорости возрастания электронной концентрации в период восхода Солнца на высотах вблизи высоты максимума слоя, полученные из анализа зависимостей, рассчитанные методами NeXtYZ и POLAN, также близки. Эти факты доказывают возможность исследования динамики F2-слоя на восходе Солнца, используя данные относительно простого ионозонда, не регистрирующего углы прихода отраженного сигнала.

Работа выполнялась по программе 101 «Грантовое финансирование научных исследований» в рамках темы «Исследовать воздействия нестационарных явлений на среднеширотные атмосферу и ионосферу».

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Rishbeth H., Jenkins B., Moffett R.J. The F-layer at sunrise // Ann. Geophysicae. – 1995. – Vol. 13. – P. 367-374.
- 2 Яковец А.Ф., Водяников В.В., Нурмуханбетова К.Ж., Гордиенко Г.И., Литвинов Ю.Г. F-область ионосферы на восходе Солнца // Известия НАН РК. Сер. физ.-мат. – 2012. – N 4. – С. 3-9.
- 3 Titheridge J.E. Ionogram analysis with the generalised program POLAN // National Geophysical Data Center. Boulder. CO USA. – 1985.
- 4 Zaboltn N.A., Wright J.W., Zhabankov G.A. NeXtYZ // Three-dimensional electron density inversion for dynasonde ionograms. Radio Science. – 2006. – Vol. 41, N 6. – CiteID RS6S32.

REFERENCES

- 1 Rishbeth H., Jenkins B., Moffett R.J. The F-layer at sunrise // Ann. Geophysicae. 1995. Vol. 13. P. 367-374.
- 2 Yakovets A.F., Vodyannikov V.V., Nurmuhambetova K.G., Gordienko G.I., Litvinov Yu.G. F-Region of the ionosphere at sunrise. Izvestia NAS RK. Ser. Phys.-math., 2012. N 4. P. 3-9.
- 3 Titheridge J.E. Ionogram analysis with the generalised program Polan // National Geophysical Data Center. Boulder. CO USA. 1985.
- 4 Zaboltn N.A., Wright J.W., Zhabankov G.A. NeXtYZ // Three-dimensional electron density inversion for dynasonde ionograms. Radio Science, 2006. Vol. 41. № 6. CiteID RS6S32.

Резюме

А. Ф. Яковец, В. В. Водяников

(«ҰҒЗТО» АҚ «Ионосфера институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан Республикасы)

ИОНОСФЕРА F2-ҚАБАТЫН КҮННІҢ ШЫҒУЫНДА ЗЕРТТЕУ ӘДІСТЕРІН САЛЫСТЫРУ

Күннің шығуы уақытында ионосфераның вертикальдық зондтау мәліметтері бойынша F2-қабатының мінез-құлқы зерттелді. Электрондық тығыздықтың көлбеу градиенттерін ескеретін, NeXtYZ бағдарламасы бойынша және POLAN дәстүрлі бағдарламасы бойынша өлшелінген $N(h)$ -профильдарын салыстырудың негізінде, Күннің шығуында электрондық шоғырланудың көрінетін өсуі басының сәттері дәл келетінін көрсеткен. NeXtYZ және POLAN әдістермен өлшеулі тәуелділіктерді талдаумен алынған, қабат максимумының биіктігі маңында биіктіктерде бұл кезеңде электрондық шоғырлану өсуінің жылдамдығы да жақын. Шағылған сигнал кірісі бұрышын есепке алмайтын, қарапайым иондық зондка қатысты зондтау мәліметтерді пайдалана, бұл айғақтар Күннің шығуында F2-қабаты серпінін зерттеуі мүмкіндігін дәлелдейді.

Тірек сөздер: ионосфера, F-2 қабаты, Күннің шығуы.

Summary

A. F. Yakovets, V. V. Vodyannikov

(Institute of Ionosphere, National Center for Space Research and Technology, Almaty, Republic of Kazakhstan)

COMPARISON OF METHODS OF STUDYING F2-LAYER OF THE IONOSPHERE AT SUNRISE

The behavior of the F2-layer at sunrise, according to the vertical sounding of the ionosphere has been studied. Study based on comparison of $N(h)$ -profiles calculated by the program NeXtYZ which takes into account the

horizontal gradients of the electron density, and the traditional program POLAN, shows that at sunrise moments of beginning a significant increase in the electron concentration are the same. The rates of increase of the electron density during the sunrise on the heights near the height of the layer maximum obtained from the analysis of dependencies, calculated methods NeXtYZ and POLAN, are also close. These facts prove the possibility of studying the dynamics of the F2-layer at sunrise, using data from a relatively simple ionosonde not registering the angles of arrival of the reflected signal.

Keywords: ionosphere, F2 layer, Sunrise.

Поступила 2.09.2013г.

УДК 539.12

Н. М. САЛИХОВ, Г. Д. ПАК, О. Н. КРЯКУНОВА

(ДТОО «Институт ионосферы» АО «НЦКИТ», Алматы, Республика Казахстан)

КОМПЛЕКСНОЕ ГЕОФИЗИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПО ОБНАРУЖЕНИЮ ПРЕДВЕСТНИКОВ КАПЧАГАЙСКОГО ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ В 2011 ГОДУ

Аннотация. Выполнено исследование по идентификации возможных предвестников Капчагайского землетрясения 2011 г. (mb 5,4) на основе комплексной системы, включающей в себя детекторы нейтронных потоков высоких (от сотен МэВ и выше) и низких (тепловых) энергий, сцинтилляционный гамма-детектор, регистратор атмосферного электричества, микробарограф, метеостанцию. Выявлены отличительные особенности изменений интенсивности потока тепловых нейтронов и гамма-излучения и тесные корреляции этих процессов между собой, а также аномальные явления во всплесках приземного атмосферного электричества и спектрах микропульсаций атмосферного давления накануне и во время землетрясения. Полученные результаты свидетельствуют о перспективности экспериментального обнаружения предвестников землетрясения за 2-3 дня до начала активной тектонической деятельности.

Ключевые слова: землетрясение, тепловые нейтроны, атмосферное электричество, микропульсации атмосферного давления, гамма-излучение.

Тірек сөздер: жер сілкінісі, жылулық нейтрондар, атмосфералық электр, ауа қысымының микропульсациясы, гамма-сәулелену.

Keywords: earthquake, low-energy neutrons, gamma-radiation, microvariation of atmospheric pressure, local electric field.

Введение. В последние годы достигнут определенный прогресс в изучении краткосрочных предвестников катастрофических землетрясений [1, 2], но, тем не менее, эта тема остается предметом многочисленных исследований и дискуссий [3-5]. Практика показывает, что поведение вероятностных предвестников землетрясения и их прогностическая ценность варьируют в каждом отдельном случае, зависят от очага землетрясения, выбранных для мониторинга параметров и других условий. Для проверки гипотез и достижения обнадеживающих результатов в плане краткосрочного прогнозирования землетрясений желательно одновременно и непрерывно регистрировать широкий спектр геофизических, атмосферных и астрофизических параметров как накануне, так и во время землетрясения.

Согласно данным Европейско-Средиземноморского сейсмологического центра 1 мая в 02 часа 31 мин. 29 сек. (UT) на территории Республики Казахстан произошло землетрясение класса 13,3 с магнитудой 5,4 и географическими координатами 43.63° СШ, 77.76° ВД. По локализации на южном побережье водохранилища г. Капчагай землетрясение названо «Капчагайским». Землетрясение с интенсивностью 4-5 баллов по шкале MSK-64 (К) ощущалось на расстоянии 80 км в крупном мегаполисе г. Алматы и, по свидетельству очевидцев, сопровождалось гулом в различных районах города. За первые сутки после основного толчка сейсмической сетью станций НЯЦ РК было зарегистрировано 48 афтершоков. Результаты непрерывного мониторинга различных характеристик геофизической обстановки накануне, во время и после этого землетрясения проанализированы в настоящей работе.

Экспериментальные установки ДТОО «Институт ионосферы» расположены на двух площадках: на территории «Космостанции», на высоте 3340 м над уровнем моря, в 94,56 км от эпицентра землетрясения, и на радиополигоне «Орбита», на высоте 2750 м над ур. м., в 91.66 км от эпицентра и в 2,9 км от «Космостанции». Комплекс установок для регистрации физических параметров на «Космостанции» включает в себя детекторы нейтронных потоков высокой и низкой энергии (стандартный нейтронный супермонитор типа 18NM64, эффективно регистрирующий нейтроны и адроны космических лучей, и располагающийся рядом с ним низкороговый детектор нейтронов на основе пропорциональных счетчиков ПД631 с газовым наполнением ^3He ; гамма-детектор на основе сцинтилляционного кристалла NaI с разрешающей способностью от 20 до 1200 кэВ, установленный в одном помещении с нейтронными детекторами; метеостанцию стандартного типа. На территории радиополигона «Орбита» установлены прецизионный микробарограф «ISGM03» для регистрации микропульсаций атмосферного давления (МПАД) в диапазоне от долей Па до 100 Па и более и электрометр, способный регистрировать наведенное электричество от зарядов приземной атмосферы и электромагнитную составляющую, вызванную перемещением зарядов [6]. Для комплексного анализа полученной информации был разработан алгоритм, а также был создан специальный программный комплекс для последовательной фильтрации цифровых рядов и визуализации данных. Фильтрация проводилась цифровыми фильтрами с выделением низкочастотной (ФНЧ) и высокочастотной (ФВЧ) составляющих сигнала. В работе использовалась база данных ДТОО «Институт ионосферы» (www.ionos.kz) и Филиала Физического института им. П.Н.Лебедева Российской академии наук в Республике Казахстан (www.tien-shan.org).

Результаты исследования. Результаты измерения интенсивности потока тепловых нейтронов и гамма-квантов за 30 дней до начала и 26 дней после землетрясения представлены на рисунке 1. Наблюдения показали, что начиная с 29 апреля, интенсивность нейтронного потока заметно снижалась и 30 апреля достигла минимальных значений за апрель и май месяцы. Непосредственно перед первым сейсмическим толчком (магнитудой 5,34) произошла инверсия показателей с резким ростом интенсивности (рис. 1а) нейтронов низкой энергии. Аналогичное снижение интенсивности потока гамма-излучения началось на 1,5 суток раньше и достигло наименьших значений к началу землетрясения. После сейсмического толчка в 02:31:29 (UT) произошло резкое нарастание потока гамма-квантов. Наиболее наглядно снижение и инверсия показателей проявились в диапазоне энергий $E_\gamma > 400$ кэВ. Корреляционным анализом была выявлена высокая степень взаимного соответствия ($r = 0,938$) между изменениями потока тепловых нейтронов и интенсивности гамма-излучения высокой энергии ($E_\gamma > 400$ кэВ) в интервале с 29 апреля по 4 мая, причем во временной зависимости интенсивности гамма-излучения наблюдался опережающий сдвиг на 2 часа 42 мин. по отношению к потоку нейтронов. Аналогичные, хотя менее заметные изменения, отмечены в интенсивности общего потока гамма-квантов. Следует заметить, что в вариациях интенсивности нейтронов высокой энергии и адронов космических лучей, которые одновременно регистрировались на нейтронном супермониторе 18NM64 подобных эффектов не наблюдалось. Интенсивность общего потока гамма-квантов и тепловых нейтронов оставалась несколько повышенной после основного сейсмического толчка, что, по-видимому, обусловлено серией повторяющихся на протяжении 1-4 мая афтершоков.

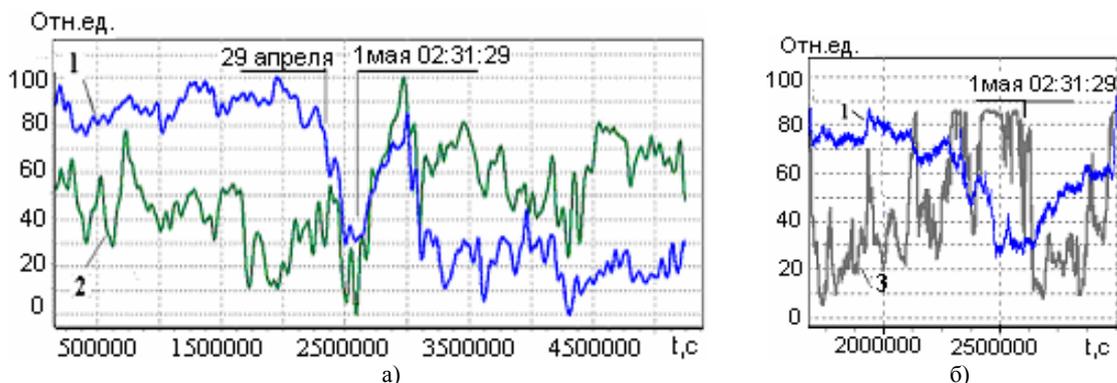


Рисунок 1 – Изменения интенсивности потоков гамма-квантов (1) и тепловых нейтронов (2), относительная влажность воздуха (3) накануне и во время Капчагайского землетрясения 1 мая 2011 г.

По оси X – время от начала суток 1 апреля 2011 г. по времени UT в сек.

а) данные за апрель-май 2011 г. обработаны фильтром ФНЧ с постоянной времени 500 минут

Известно, что дождевые осадки, и особенно обильные, сопровождаются повышением локального уровня гамма-излучения [7]. Для того чтобы исключить влияние эффекта от осадков на измерения интенсивности гамма-излучения во временной окрестности землетрясения, было проведено сравнение полученных данных о гамма-излучении с измерениями влажности воздуха в промежутке между 29 апреля и 4 мая (рисунок 1б). При этом оказалось, что на протяжении периода высокой влажности после дождя, который прошел накануне землетрясения (27-30 апреля), интенсивность потока гамма-квантов снижалась, а во время ясной погоды (во время землетрясения и последующих афтершоков 1-4 мая), напротив, возрастала, то есть ее изменение в этот период было противоположным обычному. Для сравниваемых цифровых рядов коэффициент корреляции $r = -0,75$. Выявленная высокоамплитудная инверсия потока гамма-квантов накануне землетрясения была обнаружена лишь единожды за весь период наблюдений с января по июль 2011 г. Не исключено, что инверсия интенсивности гамма-излучения связана с особенностями эксгаляции радона, который рассматривается как индикатор напряженного состояния массива горных пород [8].

Интересно отметить, что с 30 апреля по 2 мая, то есть накануне и во время землетрясения, наиболее четко проявились суточные вариации интенсивности потока тепловых нейтронов (рисунок 2).

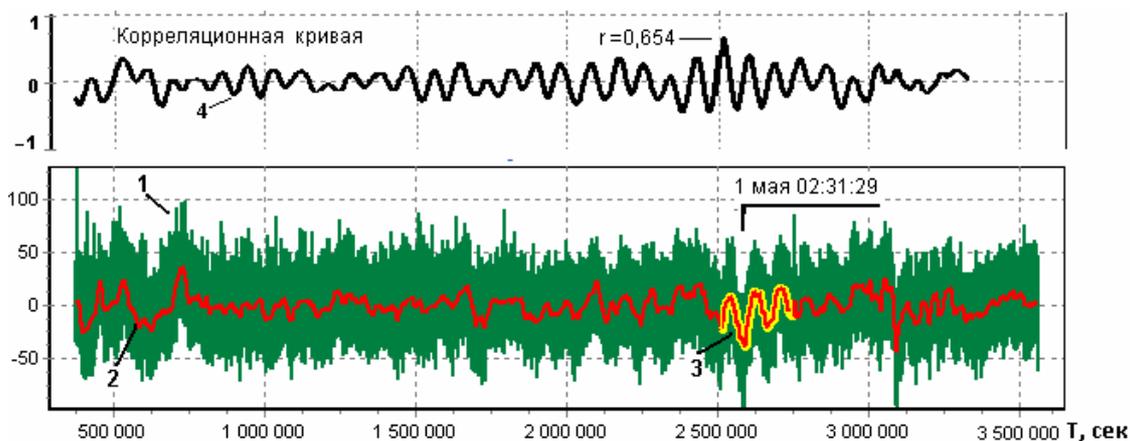


Рисунок 2 – Регистрация потока тепловых нейтронов на «Космостанции» в апреле-мае 2011 г.

По оси X – время от начала суток 1 апреля 2011 г. по времени UT в секундах.

Обозначения: вариации потока тепловых нейтронов после устранения низкочастотного дрейфа (1) с последующим усреднением графика (2); фрагмент графика с выраженной суточной ритмикой (3); корреляционная кривая (4)

Для корреляционного анализа выделен фрагмент суточных вариаций нейтронного потока за период с 30 апреля по 2 мая включительно. В указанный период времени выявлена наиболее высокая степень корреляции ($r = 0,654$) между выделенным фрагментом и общим потоком тепловых нейтронов, что хорошо видно на графике автокорреляционной функции. Коэффициенты корреляции вне этого периода значительно меньше.

Перед землетрясением были отмечены также аномальные эффекты в измерениях атмосферного электричества по данным электрометра на радиополигоне «Орбита» (рисунок 3). Ниже представлены два варианта обработки полученных данных. В первом варианте, для того чтобы просмотреть фон, который имеет малые значения, из исходного графика были убраны импульсные выбросы, возникшие перед землетрясением и, после устранения низкочастотного дрейфа, была проведена фильтрация по алгоритму скользящего среднего (рисунок 3а). На рисунке отчетливо видно, что возмущения в электрическом поле наблюдались за 1ч. 31мин. при первом землетрясении и за 1ч 02 мин. при втором. Во втором варианте анализировалась импульсная активность электрического поля. Было выявлено, что импульсная активность электрического поля заметно повышается накануне и во время землетрясения (рисунок 3б). За несколько дней до землетрясения, начиная с 27 апреля, в атмосферном электричестве было зарегистрировано появление одиночных однополярных положительных импульсных выбросов длительностью 3-5 секунд с практически одинаковой амплитудой. 1 мая за 1,5 часа до землетрясения частота выбросов заметно увеличилась. Появление импульсных выбросов в атмосферном электричестве совпало с характерными изменениями интенсивности потока гамма-квантов и тепловых нейтронов.

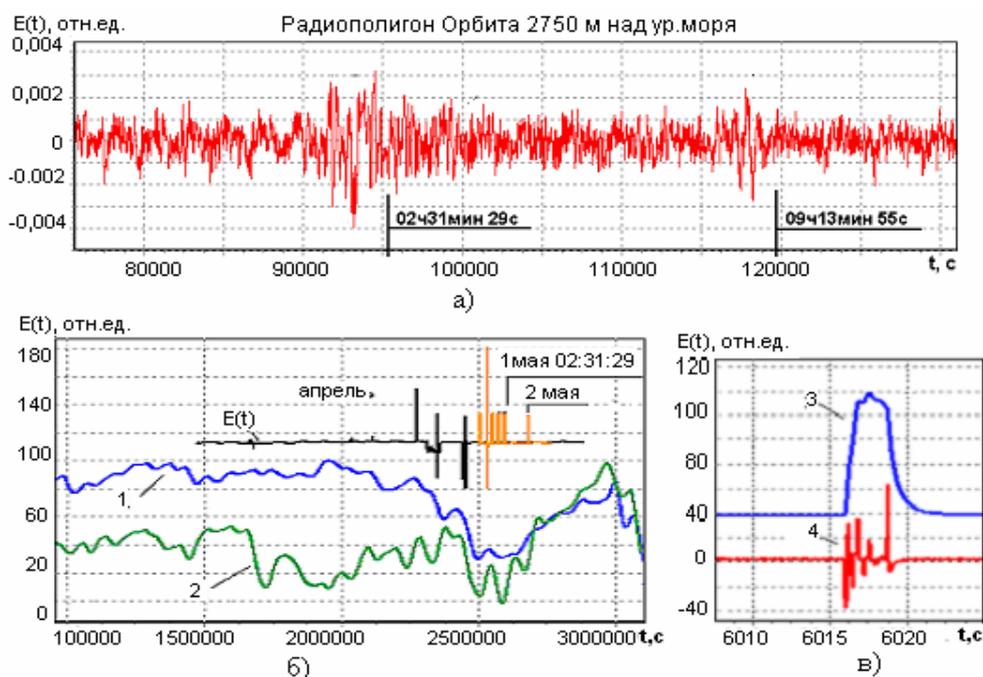


Рисунок 3 – Вариации атмосферного электричества на радиополигоне «Орбита» во время Капчагайского землетрясения 1 мая 2011 г. в 02:31:29 и его афтершока 1 мая в 09:13:55.

По оси X – время от начала суток 30.04.2011 г. по времени UT в секундах.

- а) – вариации атмосферного электричества после устранения дрейфа; б) – $E(t)$ - низкочастотная составляющая исходного электрического импульса, оранжевым цветом фрагмент $E(t)$ с 30 апреля по 2 мая включительно; 1- поток γ -квантов ($E > 400$ кэВ) и 2 – поток тепловых нейтронов после фильтрации ФНЧ с постоянной времени 500 мин.; в) 3 – импульсный выброс; 4 - высокочастотная составляющая отдельного электрического импульса

За 40 минут до первого подземного толчка 1 мая серии однополярных положительных импульсов прекратились и повторились только накануне повторного землетрясения 2 мая. На рисунке 3б представлен отдельный такой выброс и его высокочастотная составляющая.

Для исследования акустического канала литосферно-атмосферных связей была выполнена регистрация микропульсаций атмосферного давления. Важно отметить, что приведенные на графике измерения МПАД проходили в условиях хорошей погоды без осадков. Анализ колебаний динамического спектра МПАД показал существенное увеличение мощности в интервале частот от 0,0040 до 0,150 Гц (диапазон периодов 25 с- 6,6 с) и ее огибающей с началом сейсмической активности (рисунок 4).

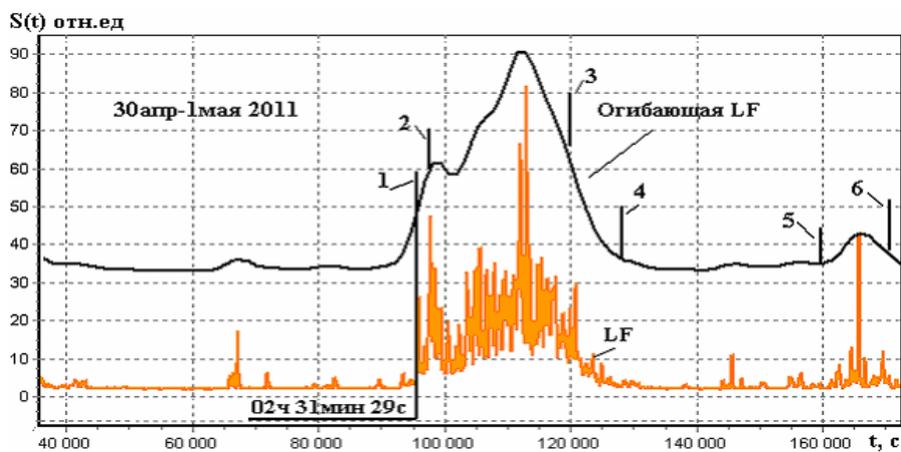


Рисунок 4 – Динамический спектр микропульсаций атмосферного давления приземной атмосферы и его огибающая в диапазоне низких частот (LF 0,04-0,15 Гц) на радиополигоне «Орбита» накануне и во время Капчагайского землетрясения. По оси X - время от начала суток 30 апреля 2011 г. по времени UT в сек.

- 1 – первый сейсмический толчок $M=5,4$. Последовательность афтершоков 1 мая: 2 - 03:05:50 $M=3,6$; 3 – 09:13:55 $M=4,6$; 4 – 11:37:08 $M=4,4$; 5 – 20:29:03 $M=4,3$; 6 - 23:27:26 $M=3,8$

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что спектральная мощность динамического спектра в указанном интервале частот начала возрастать за 1 час 18 минут до первого основного сейсмического толчка, что указывает на возможную связь инфразвука с подготовкой землетрясения. Следующие за основным толчком афтершоки землетрясения также внесли вклад вгибающую спектра МПАД. Акустический отклик может быть следствием газовых выделений из трещин литосферы при возрастании сейсмической активности, колебаний литосферных плит [9, 10] и рассматривается, как процесс подготовки крупных землетрясений.

Заключение. Выполнено исследование по идентификации возможных предвестников Капчагайского землетрясения 2011 г. (mb 5,4) с помощью комплекса детекторов, расположенных в 91-96 км от эпицентра землетрясения. Выявлены аномальные изменения и корреляция динамики интенсивности потока нейтронов низкой энергии, гамма-излучения, приземного атмосферного электричества и микропульсаций атмосферного давления накануне и во время землетрясения. Полученные результаты свидетельствуют о перспективности экспериментального обнаружения предшественников землетрясения за 2-3 дня до начала активной тектонической деятельности.

Работа выполнялась по РБП 002 «Прикладные научные исследования в области космической деятельности в рамках темы «Исследовать особенности структуры, ионосферы и вариаций космических лучей с целью диагностики околоземного космического пространства».

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Hartmann J., Levy J.K. Hydrogeological and gasgeochemical earthquake precursors - A review for application // *Natural Hazards*. – 2005. – 34. – P. 279-304. doi:10.1007/s11069-004-2072-2.
- 2 Cicerone, R.D., Ebel J.E., Britton J. A systematic compilation of earthquake precursors // *Tectonophysics*. – 2009. – 476. – P. 371-396. DOI:10.1016/j.tecto.2009.06.008.019.
- 3 Uyeda, S., Nagao T., Kamogawa M. Short-term earthquake prediction: Current status of seismo-electromagnetics // *Tectonophysics*. 2009. 470. P. 205–213. DOI: 0.1016/j.tecto.2008.07.
- 4 Кузьмин Ю.Д. Регистрация интенсивности нейтронного потока на Камчатке в связи с прогнозом землетрясений // Геофизический мониторинг Камчатки. Материалы науч.-техн. конф. 17-18 января, 2006 г. – Петропавловск–Камчатский: ГС РАН, 2006. – С.149-156.
- 5 Ostapenko V.F., Krasnoperov V.A. Analysis of natural neutron flux in a seismically active zone // *Natural Hazards and Earth System Science*. – 2003. – 3(6). – P. 777-780.
- 6 Салихов Н.М., Дробжева Я.В., Краснов В.М., Жумабаев В.Т., Сомсиков В.М. Проявление сейсмической волны Капчагайского землетрясения в записях инфразвука и электрического поля // *Известия НАН РК*. – 2011. – № 4. – С. 129-135.
- 7 Salikhov N.M., Kryakunova O.N. Pak G.D., Chubenko A.P., and Shepetov A.L. An increase of the soft gamma-radiation background by precipitations // *Proceedings of the 32nd International Cosmic Ray Conference, China, Beijing, July*. – 2011. – Vol. 11. – P. 369-372.
- 8 Уткин В.И., Юрков А.К. Динамика выделения радона из массива горных пород как краткосрочный предвестник землетрясения // *Докл. РАН*. – 1998. – Т. 358, № 5. – С. 675-680.
- 9 Виноградов Ю.А. Инфразвуковой метод мониторинга природной среды. 2-ая регион. научно-техническая конференция // *Проблемы комплексного геофизического мониторинга Дальнего Востока России. Тез. докл. 2009*.
- 10 Сорока С.А., Калита Б.И., Мезенцев В.П., Каратаева Л.М. Инфразвук в атмосфере и его связь с космическими и геосферными процессами. // *Косм. дослідж. в Україні*. – 2002-2004. – С. 26-33 (рус.).

REFERENCES

- 1 Hartmann J. and Levy J.K. Hydrogeological and gasgeochemical earthquake precursors - A review for application // *Natural Hazards*. 2005. 34. P. 279–304. doi:10.1007/s11069-004-2072-2
- 2 Cicerone, R.D., J.E. Ebel, and J. Britton. A systematic compilation of earthquake precursors // *Tectonophysics*. 2009. 476. P.371–396. DOI:10.1016/j.tecto.2009.06.008.019.
- 3 Uyeda, S., T. Nagao, and M. Kamogawa Short-term earthquake prediction: Current status of seismo-electromagnetics // *Tectonophysics*. 2009. 470. P. 205–213. DOI: 0.1016/j.tecto.2008.07.
- 4 Kuzmin Y.D. Recording of the intensity of the neutron flux in Kamchatka due to earthquake prediction // *Geophysical monitoring of Kamchatka. Proceeding of scientific and engineering conf. January 17-18, 2006 Petropavlovsk-Kamchatsky: GS RAS*, 2006. P. 149-156.
- 5 Ostapenko V. F. and Krasnoperov V. A. Analysis of natural neutron flux in a seismically active zone // *Natural Hazards and Earth System Science*. 2003. 3(6). P. 777-780.
- 6 Salihov N.M., Drobzheva Ya.V., Krasnov, V.M., Zhumabaev B.T., Somsikov V.M. The manifestation of the seismic wave from Kapchagai earthquake in infrasound recordings of the electric field. // *Proceedings of the National Academy of Sciences of Kazakhstan*, 2011. N. 4. P. 129-135.
- 7 Salikhov N.M., Kryakunova O.N. Pak G.D., Chubenko A.P., and Shepetov A.L. An increase of the soft gamma-radiation background by precipitations // *Proceedings of the 32nd International Cosmic Ray Conference, China, Beijing, July*. 2011. V.11. P. 369-372.

8 Utkin V.I., Jurkov A.K. Dynamics of radon emission from solid rock as a short-term precursor of earthquakes // Reports of RAS. 1998. V. 358, N 5. P. 675-680.

9 Vinogradov Yu.A. Infrasound monitoring method of the natural environment. Second region Science and Technology Conference // Problems of complex geophysical monitoring of the Far East of Russia. Book of abstracts. 2009.

10 Soroka S.A., Kalita B.I., Mezentsev V.P., Karataeva L.M. Infrasound in the atmosphere and its relation to space and the geosphere processes. // Space Research in Ukraine. 2002-2004. P. 26-33.

Резюме

Н. М. Салихов, Г. Д. Пак, О. Н. Крякунова

(«ҰҒЗТО» АҚ «Ионосфера институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан Республикасы)

2011 ЖЫЛҒЫ ҚАПШАҒАЙ СІЛКІНІСІНІҢ АЛҒАШҚЫ ЖАРШЫЛАРЫН ТАБУ БОЙЫНША КЕШЕНДІ ГЕОФИЗИКАЛЫҚ ЗЕРТТЕУ

Биік (МэВ жүздіктерінен жоғары) және төмен (жылулық) энергиялар нейтрон ағындарының детекторлары, сцинтилляциялық гамма-детектор, атмосфералық электрдің тіркеушісі, микробарограф, метеостанцияда тұратын кешенді жүйе негізінде 2011 жылғы Қапшағай жер сілкінісі мүмкін жаршы (mb 5,4) идентификациясы бойынша зерттеу атқарылған. Жылулық нейтрондар және гамма-сәулелену ағынының қарқындылығы өзгерістерінің айырмашылығы ерекшеліктері және бұл процестердің өзара байланыстары, сонымен бірге жер сілкінісі қарсаңында және уақытында жерге жақын атмосфералық электр шашырауындағы және ауа қысымының микропульсациясы спектрлерінде аномальдық құбылыстар анықталған. Алынған нәтижелер белсенді тектоникалық іс-әрекеттің басталуына 2-3 күн бұрын жер сілкінісінің алғашқы жаршыларын табудың эксперименталдық болашағы туралы куәландырады.

Тірек сөздер: жер сілкінісі, жылулық нейтрондар, атмосфералық электр, ауа қысымының микропульсациясы, гамма-сәулелену.

Summary

N. M. Salikhov, G. D. Pak, O. N. Kryakunova

(Institute of Ionosphere, National Center for Space Research and Technology, Almaty, Republic of Kazakhstan)

THE COMPLEX GEOPHYSICAL STUDY OF THE KAPCHAGAYSKY 2011 EARTHQUAKE PRECURSORS

A search for the possible precursors of Kapchagaysky earthquake and its effect on the data series of diverse geophysical parameters has been made in the mountains of Northern Tien Shan. The complex installation included the 18NM64 type neutron supermonitor, detectors of the environmental low-energy neutrons, the scintillation gamma-detector, the sensor of the local electric field, the microbarograph, a seismograph, and a weather-station. The specialized data filtration methodic was elaborated with an enhanced sensitivity to transient signals of seismic origin. On the eve of, and after a 5.4 magnitude earthquake the fine features in temporal behavior of the intensity of low-energy neutron and gamma-radiation background, so as irregularities of the local electric field and peculiarities in the spectrum of the microvariation of atmospheric pressure were detected which seem to be in a close correlation with each other. These results may be an evidence of the possibility of experimental identification of earthquake's precursors in the time up to 2-3 days before the beginning of a period of intensive tectonic activity.

Keywords: earthquake, low-energy neutrons, gamma-radiation, microvariation of atmospheric pressure, local electric field.

Поступила 2.09.2013г.

В. М. СОМСИКОВ

(ДТОО «Институт ионосферы» АО «НЦКИТ», Алматы, Республика Казахстан)

ОБ ОГРАНИЧЕНИЯХ КЛАССИЧЕСКОЙ МЕХАНИКИ, СВЯЗАННЫХ С УСЛОВИЕМ ГОЛОНОМНОСТИ СВЯЗЕЙ

Аннотация. Показано, как гипотеза о голономности связей в системах потенциально взаимодействующих МТ привела к исключению возможности описания необратимых процессов в рамках формализмов классической механики. В качестве наглядного примера используется задача о прохождении осциллятора через потенциальный барьер. Поясняется, как можно получить уравнение движения систем без использования гипотезы о голономности связей, и почему это приводит к возможности описания необратимых процессов в рамках законов Ньютона.

Ключевые слова: классическая механика, формализм Гамильтона, голономные связи, необратимость.

Тірек сөздер: классикалық механика, Гамильтонның формализмы, голономды байланыстар, қайтымсыздық.

Keywords: classical mechanics, the Hamilton formalism, holonomic constraints, irreversibility.

Введение. Любая наука, включая физику, строится при тех или иных гипотезах и упрощениях. Это, с одной стороны, позволяет выявить основные законы, но с другой стороны привносит ограничения в области применения соответствующих теорий. Поэтому одним из возможных путей развития физических теорий является расширение области их применения путем последовательного снятия ограничений, обусловленных упрощениями моделей и гипотезами, при которых они создавались. Это в полной мере относится и к классической механике.

Основными объектами изучения механики являются законы движения тел в пространстве и во времени. Пространство и время являются сущностью мира и одновременно служат сценой, на которой разворачивается его эволюционная картина. Но именно в описании процессов эволюции систем, механика находится в глубоком противоречии с природой. Так, все процессы в природе представляют собой необратимые циклы рождения, развития и деградации систем. Но формализмы классической механики описывают только обратимые процессы. Поэтому они непригодны для изучения процессов эволюции в природе.

Первым, кто предпринял попытку снять противоречие между обратимостью классической механики и необратимостью реальных процессов в природе, был Больцман [4]. Но предложенное им доказательство необратимости процессов в неравновесном газе было опровергнуто теоремой Пуанкаре о возврате гамильтоновых систем [4, 5]. Эта теорема является следствием закона сохранения фазового объема систем, которое вытекает из уравнений Лагранжа и Гамильтона. Наиболее общепринятое сегодня объяснение необратимости динамики систем, если можно так выразиться, является эклектическим. Оно построено на основе законов классической механики и чуждому детерминизму механики предположения о существовании сколь угодно малых флуктуаций.

Не так давно был предложен механизм необратимости, который следует только из законов классической механики без использований гипотезы о флуктуациях [6-9]. Поэтому будем называть этот механизм детерминированным. В его основе лежит наличие нелинейного преобразования энергии движения системы в ее внутреннюю энергию. На лицо явное противоречие: исходя из формализмов механики движение систем обратимо, а исходя из нового объяснения, оно необратимо. Причем и то, и другое вытекает из законов Ньютона. Налицо два взаимоисключающих вывода. Очевидно, что вряд ли доказательство существования детерминированной необратимости можно считать завершенным, если не объяснить это противоречие. Противоречие разрешимо только в том случае, если упрощения, используемые при получении уравнения Лагранжа для систем, исключают необратимость. Задача этой работы показать, что используемые упрощения действительно приводят к исключению необратимости в классической механике.

Об основных упрощениях классической механики. Есть, по крайней мере, два основных упрощения, используемых в классической механике при построении уравнения движения систем на основе уравнения движения Ньютона для материальной точки (МТ). Одно связано с

использованием упрощенных моделей тел в виде совокупности МТ. Второе упрощение связано с использованием гипотезы о голономности связей при переходе от уравнения движения Ньютона для МТ к уравнению Лагранжа для систем МТ. Кратко остановимся на этих упрощениях.

Классическая механика построена на основе законов Ньютона. Сами законы Ньютона получены на основе моделей тел в виде бесструктурных МТ. Но в реальности мы имеем дело не с МТ, а с системами. Действительно, мир носит иерархический характер. Верхней иерархической ступенью является Вселенная. Она состоит из галактик. Галактики, в свою очередь, также состоят из структурных элементов. На нижних иерархических уровнях находятся молекулы и атомы. Но и они также являются системами, состоящими из более мелких частиц. Сегодня трудно сказать, насколько глубоко вниз уходит эта иерархическая лестница. Предел делимости материи не найден. Поэтому можно утверждать: в основе мира лежат системы, а не МТ.

Любое тело можно представить системой потенциально взаимодействующих МТ. Тогда законы движения систем должны вытекать из законов движения МТ. Именно так обстоит дело и для обратимых формализмов классической механики, и для необратимого уравнения движения равновесной системы в неоднородно поле внешних сил [7]. Поэтому использование моделей тел в виде совокупности МТ не может являться причиной исключения необратимости из формализмов классической механики. Остается заключить, что природа противоречия может быть связана только с гипотезами, которые использовались при построении формализмов механики систем на основе законов динамики их элементов. Противоречие будет снято, если удастся показать, что эти гипотезы приводят к таким ограничениям классической механики, которые исключают возможность описания необратимых процессов. Гипотезы, которые используются при переходе от уравнения Даламбера к уравнениям Лагранжа и Гамильтона, это гипотезы о голономности связей и потенциальности внешних сил [1, 2].

Ниже рассмотрим, как гипотеза о голономности связей, используемая при получении уравнения Лагранжа для систем, приводит к исключению возможности описания необратимых процессов. Затем поясним это на примере осциллятора. Покажем, что можно обойтись без использования этой гипотезы, если выводим уравнение движения системы из закона сохранения энергии, представив ее энергию в виде суммы энергии движения и внутренней энергии. Поясним, как из этого уравнения следует необратимость.

Классический переход от уравнения динамики МТ к уравнению динамик систем. Динамика системы МТ определяется с помощью уравнения Лагранжа на основе знаний динамики индивидуальных МТ. Уравнение Лагранжа выводится, опираясь на принцип Даламбера. Этот принцип записывается следующим образом [2]:

$$\sum_{i=1}^R [F_i - \dot{p}_i] \delta r_i = 0. \quad (1)$$

Здесь F_i – активная сила, действующая на i -ю МТ системы; \dot{p}_i – инерциальная сила со стороны i -й МТ; δr_i – виртуальное перемещение.

Чтобы проинтегрировать (1), следует перейти к независимым обобщенным переменным. Выполнив для этого необходимые преобразования, получим [2]:

$$\delta w = \sum_{l=1}^R \left\{ \left[\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_l} \right) - \frac{\partial T}{\partial q_l} \right] - Q_l \right\} \delta q_l = 0. \quad (2)$$

Чтобы отсюда получить уравнение Лагранжа, используют гипотезу о голономности связей. Она означает, что внешние силы выражаются через потенциальную функцию таким образом, что каждое слагаемое зависит только от своих переменных. Это можно записать следующим образом:

$$Q_l = - \sum_i \nabla_i V \frac{\partial r_i}{\partial q_l}. \quad (3)$$

Только в этом случае каждое слагаемое в уравнении (2) равно нулю. Т.е. переменные расцепляются, и мы приходим к уравнению Лагранжа, в котором Q зависит только от l -х координат:

$$\left[\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_l} \right) - \frac{\partial T}{\partial q_l} \right] - Q_l = 0. \quad (4)$$

Таким образом, голономность связей означает независимость слагаемых в уравнении (2). Это эквивалентно отсутствию в (2) нелинейных членов во внешнем поле сил. Действительно, зацепление переменных может обеспечиваться только нелинейными членами. Но при наличии нелинейности нельзя требовать выполнения условия равенства нулю каждого слагаемого. Может быть равной нулю только вся сумма (2) при обязательном условии, что хотя бы два из них отличны от нуля.

Несложно показать, что при выполнении (3) уравнение (4) можно записать так [2]:

$$\left[\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial L}{\partial q_i} \right] = 0, \quad (5)$$

где $L = T - V$ так называемая функция Лагранжа.

Уравнение Лагранжа в форме (5), определяющее динамику системы МТ, является следствием уравнения движения Ньютона для МТ при условии голономности связей. Таким образом, условие голономности эквивалентно требованию потенциальности внешних сил или отсутствию нелинейных членов в (2). Если все связи в системе голономны, то соответствующая система уравнений путем преобразования переменных всегда может быть преобразована к $2s-1$ независимых интегрируемых уравнений, где s число степеней свободы системы [1].

При условии потенциальности внешних сил уравнение Лагранжа можно также получить из принципа Даламбера путем интегрирования (2) по времени [1]. Опуская промежуточные выкладки, при условии фиксированных начальных и конечных точек траектории системы, будем иметь [2]:

$$\int_{t_1}^{t_2} \delta w dt = \delta \int_{t_1}^{t_2} L dt = \delta A, \quad (6)$$

где $A = \int_{t_1}^{t_2} L dt$. Отсюда можно записать:

$$\delta A = 0. \quad (7)$$

Выражение (7) является принципом Гамильтона. Согласно ему движение системы происходит таким образом, что определенный интеграл A приобретает стационарное значение по отношению к любым возможным вариациям положения системы при фиксированных начальных и конечных ее состояниях [1].

Таким образом, существует два варианта получения уравнения Лагранжа. В первом случае к нему можно прийти при условии голономности связей. Во втором случае – при условии потенциальности сил действующих на систему. Но, как видим, эти два способа эквивалентны друг другу. То, что условие голономности связей эквивалентно условию потенциальности сил или возможности представления внешних сил в виде градиента от скалярной функции, следует из (3). В этих случаях интегрирование уравнений движения системы сводится к интегрированию независимых уравнений движений для каждой МТ. Из (2,3) следует, что существование независимых обобщенных переменных и интегрируемость системы вытекает из условия голономности связей. Если внешнее поле сил неоднородно, в нем появляются нелинейные члены. Тогда в общем случае интегрирование задачи становится невозможным.

О неголономности связей для осциллятора. Ниже, на примере задачи об осцилляторе, движущемся во внешнем поле сил, рассмотрим, когда выполняется условие голономности связей и когда оно нарушается [9]. Покажем, что при неоднородности поля внешних сил появляются нелинейные члены, обуславливающие взаимосвязь энергии движения системы и ее внутренней энергии и нарушающие условие голономности. Именно такая взаимосвязь является причиной необратимости механики систем.

Пусть дан осциллятор, который состоит из двух МТ. Пусть МТ имеют равные массы. В общем случае энергия осциллятора имеет вид:

$$E = m(v_1^2 + v_2^2) / 2 + U(r_{12}) + U^{env}(r_1) + U^{env}(r_2) = \text{const}, \quad (8)$$

где $U(r_{12})$ – потенциальная энергия взаимодействия МТ; $U^{env}(r_1), U^{env}(r_2)$ – потенциальные энергии первой и второй МТ во внешнем поле сил; r_1, r_2 – координаты МТ; $r_{12} = (r_1 - r_2)$; v_1, v_2 скорости МТ.

Перейдем в систему координат центра масс (ЦМ). Этот переход осуществляется следующей заменой переменных: $R_2 = (r_1 + r_2)/2$, $V_2 = (\sum_{i=1}^2 v_i)/2$ координаты и скорости ЦМ в пространстве. Назовем эти переменные макропараметрами. Переменные $v_{12} = \dot{r}_{12}$, $r_{12} = (r_1 - r_2)/2$, – относительные координаты и скорости МТ, где $v_i = \dot{r}_i$, назовем микропараметрами. Новые переменные независимы и удовлетворяют теореме Пифагора. В них энергия системы (8) имеет вид:

$$E = \{ MV_2^2 / 2 \} + \{ mv_{12}^2 / 4 + U(r_{12}) \} + U^{env}(R_2, r_{12}) \quad (9)$$

В уравнение (9) $MV_2^2/2$ – кинетическая энергия движения ЦМ системы, как целого. Энергия $mv_{12}^2/4 + U(r_{12})$ – относительного движения МТ системы, определяемая силами взаимодействия МТ и их относительным движением. Это внутренняя энергия. $U^{env}(R_2, r_{12})$ – потенциальная энергия системы во внешнем поле. $M = 2m$.

В новых переменных энергия распалась на энергию движения системы в поле внешних сил и внутреннюю энергию. Продифференцировав энергию (9) по времени, получим:

$$V_2 (M\dot{V}_2 + F_{R_2}^{env}) + v_{12} (m\dot{v}_{12} / 2 + F_{12} + F_{r_{12}}^{env}) = 0 \quad (10)$$

где $F_{12} = \partial U(r_{12}) / \partial r_{12}$, $F_{R_2}^{env} = \partial [U^{env}(R_2, r_{12})] / \partial R_2$, $F_{r_{12}}^{env} = \partial [U^{env}(R_2, r_{12})] / \partial r_{12}$. В общем случае $F_{R_2}^{env}$ и $F_{r_{12}}^{env}$ зависят от R_2, r_{12} .

Если нет внешнего поля сил, то в уравнении (10) переменные разделяются и уравнение (10) интегрируется.

Пусть внешнее поле будет однородным на масштабах системы. В этом случае уравнение (10) распадется на две части:

$$MV_2 \dot{V}_2 + F_{R_2}^{env} V_2 = D \quad (11)$$

$$m v_{12} \dot{v}_{12} / 2 + F_{12} v_{12} = -D \quad (12)$$

Здесь D – константа разделения. Из физических соображений ее следует выбрать равной нулю.

Уравнение (11) описывает движение ЦМ системы. Уравнение (12) описывает относительное движение МТ, которое не зависит от внешних сил. Это означает, что энергия относительного движения системы, т.е. внутренняя энергия, в однородно внешнем поле сил постоянна. Таким образом, если внешнее поле удастся представить суммой двух членов, один из которых зависит от макропараметров, а второй только от микропараметров, то переменные разделяются и задача интегрируема. Перечисленные случаи эквивалентны условию голономности связей, когда для осциллятора мы приходим к уравнению (4).

В более общем случае, когда внешние силы неоднородны на расстоянии r_{12} , энергия внешнего поля пойдет на изменение как энергии движения системы, так и ее внутренней энергии [10]. Это тот случай, когда внешнее поле сил имеет нелинейные члены, зависящие одновременно как от микро, так и от макропараметров. Тогда возникает взаимная нелинейная трансформация между внутренней энергией и энергией движения системы. Т.е. переменные не разделяются и задача не интегрируется. По своей сути это нарушение голономности связей. Оно означает, что в уравнении (3) обобщенных независимых переменных зацепляются из-за нелинейных членов во внешней силе. Т.е. сила не распадается на две соответствующие части, каждая из которых зависит только от одного типа микро или макропеременных. Для этого случая использование гипотезы о голономности связей приводит к потере нелинейного члена, определяющего трансформацию между внутренней энергии и энергии движения осциллятора. Подобная ситуация имеет место для качения шара по плоской поверхности без проскальзывания и с верчением. В этом случае возникает трансформация энергии движения в энергию вращения шара [2].

Нелинейная трансформации энергии движения осциллятора во внутреннюю энергию была численно изучена для задачи о его прохождении через потенциальный барьер, который задавался

функцией $U(x) = U_0 e^{-(x-R_b)^2/a^2}$ [10]. Здесь U_b – высота барьера; R_b – положение экстремума барьера; a – полуширина барьера, x – ось, вдоль которой движется осциллятор.

Численные расчеты показали, что при ширине барьера, соизмеримой с масштабом осциллятора, появляется возможность его прохождения через барьер даже при энергии движения ниже высоты барьера. Прохождение обеспечивается трансформацией внутренней энергии осциллятора в энергию движения на градиенте внешней силы. Имеют место также и обратные случаи, когда осциллятор не проходит через барьер при энергии его движения выше высоты барьера. Этот тот случай, когда энергия его движения уходит в его внутреннюю энергию так, что оставшейся энергии движения уже не хватает для преодоления барьера. Т.е. прохождение осциллятора определяется фазовым соотношением между расстоянием от барьера и его шириной. Подчеркнем, что эти случаи прохождения осциллятора не подчиняются описанию в рамках канонических уравнений Лагранжа или Гамильтона, так как они, как и в случае хорошо известного примера с шаром, обусловлены неголономностью связей.

Обобщение на системы N МТ. В целом, для системы из N МТ при условии $N \gg 1$ было показано [7], что при переходе к микро- и макропеременным, фазовое пространство разбивается на два ортогональных подпространства независимых переменных. Одно пространство отвечает за описание внутренней динамики МТ системы, а второе отвечает за описание движения ЦМ системы в поле внешних сил. Эта ортогональность следует из квадратичной формы энергии. С физической точки зрения она обусловлена независимостью сил взаимодействия МТ и внешних сил. В соответствие с таким разделением переменных энергия системы распадается на два независимых типа. Это энергия движения МТ относительно центра масс системы и энергия движения системы в поле внешних сил, зависящая от координат ЦМ и его скорости. Причем энергия относительного движения МТ является внутренней энергией и совпадает с суммарной энергией движения всех МТ относительно ЦМ. Это справедливо для всех тел, которые можно представить в виде системы из произвольного числа МТ. Если поле внешних сил неоднородно на масштабах системы, то микро- и макропеременные зацепляются. Тогда энергия внешнего поля идет как на движение системы, так и на изменение ее внутренней энергии.

Необходимость разделения переменных на микро и макропеременные можно пояснить еще и так. Складывая динамические переменные для МТ в лабораторной системе координат, исключаем внутренние силы, поскольку их сумма равна нулю. При этом остаются только суммарная сила внешнего поля, определяющая движение ЦМ системы. В результате приходим к уравнению движения ЦМ системы во внешнем пространстве. Это соответствует макроописанию системы.

Наоборот, вычитая эти переменные, исключаем внешние силы, действующие на ЦМ, и приходим к уравнениям, определяющим относительное движение МТ за счет их сил взаимодействия. Это соответствует микроописанию системы.

Таким образом, динамику реальных тел следует описывать в дуальной системе координат независимых микро и макро переменных. Этим переменным можно поставить в соответствие два независимых пространства: пространство микро и пространство макропеременных. Следовательно, микро- и макропеременные разбивают пространство обобщенных координат и скоростей на два инвариантных, независимых подпространства: пространство микропеременных, определяемое внутренними симметриями системы; пространство макропеременных, определяемое симметриями внешнего пространства. Т.е. динамика системы определяется двумя типами симметрии: симметрией пространственного распределения МТ, а также характером их взаимодействий и симметрией самого пространства. Поэтому в соответствии с теоремой Нетер движение системы характеризуется двумя типами энергии: энергией движения их ЦМ и энергией относительного движения.

Если система из $N \gg 1$ МТ равновесна, то ее состояние полностью определяется внутренней энергией [7, 9]. Это позволяет описывать движение равновесных систем на основе макропеременных и внутренней энергии. Если равновесная система движется в поле внешних сил, то в общем случае возникнет нелинейная трансформация энергии ее движения во внутреннюю энергию, что и соответствует наличию неголономных связей.

Можно получить обобщенные уравнения Лагранжа и Гамильтона. Они получаются аналогичным образом, как и их канонические прототипы, но только с помощью уравнения движения систем и без требования голономности связей [7, 8].

Таким образом, пренебрегая неголономностью связей, мы теряем необратимость.

Заключение. Законы Ньютона получены для моделей тел в виде МТ. Чтобы в рамках законов Ньютона описать движение реальных тел, их задают в виде совокупности МТ. В классической механике описание динамики систем МТ выполняется с помощью уравнений Лагранжа, которые вытекают из уравнения движения МТ, но при выполнении условия голономности связей. Поэтому согласно уравнению Лагранжа, движение систем обратимо, как и в случае движения выделенной МТ.

Условие голономности приводит к исключению нелинейных членов, которые отвечают за преобразование энергии движения системы в ее внутреннюю энергию при наличии неоднородного поля внешних сил. Но именно эти члены отвечают за необратимые процессы в системах. Поэтому уравнения Лагранжа и Гамильтона неприменимы для описания систем в неоднородном поле сил, когда существенна нелинейная трансформация энергии. Они также неприменимы для описания систем, далеких от равновесия.

Чтобы получить формализм, приемлемый для описания процессов, характеризуемых нелинейным преобразованием энергии движения системы в ее внутреннюю энергию, требовалось найти такой путь построения уравнения движения системы МТ, который позволяет исключить использование гипотезы о голономности связей. Такой путь был предложен в [6-9]. Он заключается в получении уравнения движения системы из выражения для ее энергии. При этом энергия системы представляется в виде суммы энергии ее движения и внутренней энергии. Это осуществляется путем перехода к независимым макро и микропеременным, определяющим движение системы в целом и движение МТ системы относительно ее центра масс соответственно. Такое разделение энергии позволило определить ту часть работы внешних сил, которая имеет место при условии неоднородности поля внешних сил и затрачивается на изменение внутренней энергии системы. Т.е. полученное уравнение движения содержит нелинейные члены, ответственные за изменение внутренней энергии системы. Эти члены существуют в неоднородном на масштабах системы поле внешних сил. Для равновесной систем из достаточно большого количества частиц, нелинейная трансформация энергии движения во внутреннюю энергию эквивалентна диссипации, а силы, которые ее обуславливают, являются силами трения.

Обобщенные уравнения Лагранжа, Гамильтона и Лиувилля, в отличие от своих канонических прототипов, позволяют описывать диссипативные процессы. Они выводятся из принципа Даламбера путем использования уравнения движения системы вместо уравнений движения МТ и без требования голономности связей [8]. Это позволяет сохранить в них члены, ответственные за диссипативные процессы.

Таким образом, требование голономности связей в системах классической механики эквивалентно пренебрежению диссипативными процессами. Трудно переоценить важность этого вывода, поскольку формализмы Гамильтона и Лагранжа лежат в основах практически всех разделов современной физики. К примеру, он важен для понимания природы спонтанного нарушения симметрии. Он также имеет решающее значение для развития механики диссипативных, а значит, эволюционирующих систем.

Работа выполнялась по программе 101 «Грантовое финансирование научных исследований» в рамках темы «Развитие методов исследований неравновесной атмосферы».

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Ланцош К. Вариационные принципы механики. – М.: Мир, 1962.
- 2 Голдстейн Г. Классическая механика. – М.: Наука, 1975.
- 3 Заславский Г.М. Стохастичность динамических систем. – М.: Наука, 1984.
- 4 Пригожин И. От существующего к возникающему. – М.: Наука, 1980.
- 5 Пуанкаре А. О науке. – М.: Наука, 1983.
- 6 Somsikov V.M. The restrictions of classical mechanics in the description of dynamics of nonequilibrium systems and the way to get rid of them // New Advances in Physics. – 2008. – Vol. 2, N 2. – P. 125-140.
- 7 Somsikov V.M. Principles of Creating of the Structured Particles Mechanics // Journal of material Sciences and Engineering. – 2011. – A(1). – P. 731-740.

- 8 Somsikov V.M. The equilibration of an hard-disks system // IJBC. – 2004. – Vol. 14. – P. 4027-4033.
9 Somsikov V.M. Thermodynamics and classical mechanics // Journal of physics: Conference series. – 2005. – 23. – P. 7-16.
10 Сомсиков В.М., Денисеня М.И. Закономерности динамики осциллятора на потенциальном барьере // Изв. НАН РК. Серия Физ.-мат. – 2012. – № 4. – С. 31-39.

REFERENCES

- 1 Lanczos C. The variational principles of mechanics. Academic Press, 1962.
2 Goldstein, Classical Mechanics. M.: Nauka, 1975.
3 GM Zaslavsky Stochasticity of dynamical systems. Moscow: Nauka, 1984.
4 Prigogine I. From Being to Becoming. Moscow: Nauka, 1980.
5 A. Poincaré. On science. Moscow: Nauka, 1983.
6 Somsikov V.M. The restrictions of classical mechanics in the description of dynamics of onequilibrium systems and the way to get rid of them // New Advances in Physics. 2008. Vol. 2. No 2. P. 125-140.
7 Somsikov V. M. Principles of Creating of the Structured Particles Mechanics // Journal of material Sciences and Engineering. 2011. A(1). P. 731-740.
8 Somsikov V.M. The equilibration of an hard-disks system //IJBC. 2004. Vol. 14. P. 4027-4033.
9 Somsikov V.M. Thermodynamics and classical mechanics // Journal of physics: Conferegece series. 2005. 23. P. 7-16.
10 Somsikov V.M., Denisenya M.I. Regularities in the dynamics of the oscillator potential barrier // Math. RK NAS. Series Sci. 2012. № 4. C. 31-39.

Резюме

В. М. Сомсиков

(«ҰҒЗТО» АҚ «Ионосфера институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан Республикасы)

БАЙЛАНЫСТАРДЫҢ ГОЛОНОМДЫҒЫ ШАРТЫМЕН БАЙЛАНЫСТЫ КЛАССИКАЛЫҚ МЕХАНИКАНЫҢ ШЕКТЕУЛЕРІ ТУРАЛЫ

Әлеуетті өзара әрекет ететін МН жүйелеріндегі байланыстардың голономдығы туралы гипотеза классикалық механиканың формализмдары шеңберінде қайтымсыз процестерін сипаттау мүмкіндігін тыс шығаруға қалай әкелгені көрсетілген.

Көрнекі үлгі ретінде осциллятордың әлеуеттік кедергі арқылы өтуі туралы мәселесі қолданылады. Байланыстардың голономдығы туралы гипотезаны қолданусыз жүйелер қозғалысының теңдеуін қалай алуға болатыны және неліктен бұл Ньютон заңдары шеңберінде қайтымсыз процестерін сипаттау мүмкіндігіне алып келетіні түсіндіріледі.

Тірек сөздер: классикалық механика, Гамильтонның формализмы, голономды байланыстар, қайтымсыздық.

Summary

V. M. Somsikov

(Institute of Ionosphere, National Center for Space Research and Technology, Almaty, Republic of Kazakhstan)

ABOUT THE LIMITATIONS OF CLASSICAL MECHANICS RELATED TO THE CONDITION OF HOLONOMIC CONSTRAINTS

It was shows how the hypothesis of holonomic constraints in the systems potentially interacting MT exclude the possibility of describing irreversible processes within the formalism of classical mechanics. A good example is used, the oscillator on the passage through the potential barrier. Explain how to obtain the equation of motion of a system without the use of the hypothesis of holonomic constraints, and why it leads to the possibility of describing irreversible processes in the framework of the laws of Newton.

Keywords: classical mechanics, the Hamilton formalism, holonomic constraints, irreversibility.

Поступила 2.09.2013г.

С. Н. МУКАШЕВА, Қ. Е. НУРҒАЛИЕВА, Я. Ф. АШКАЛИЕВ, С. НУРАКЫНОВ

(ДТОО «Институт ионосферы» АО «НЦКИТ», Алматы, Республика Казахстан)

АНАЛИЗ ДАННЫХ НАВИГАЦИОННОЙ СПУТНИКОВОЙ СИСТЕМЫ GPS ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ИОНОСФЕРНЫХ ЭФФЕКТОВ В ПЕРИОДЫ АКТИВИЗАЦИИ СЕЙСМИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ В МАРТЕ 2011 ГОДА

Аннотация. В работе исследуются особенности поведения возмущений полного электронного содержания (ПЭС) во время сейсмических событий в марте 2011 года в Алматинском сейсмоактивном районе.

Ключевые слова: полное электронное содержание, сейсмо-ионосферные эффекты.

Тірек сөздер: толық электрондық құрылым, сейсмо-ионосфералық әсерлер.

Keywords: total electron content, seismo-ionospheric effects.

Новые технологии, основанные на использовании GPS-измерений, активно используются для решения различных задач геофизики. Многие экспериментальные факты указывают на возникновение аномальных возмущений параметров верхних слоев атмосферы за часы, дни и недели до начала землетрясения [1-4], но, несмотря на многочисленные результаты наблюдения ионосферы спутниковыми и наземными инструментами и теоретические разработки, на сегодняшний день мы не имеем общепринятой методики, позволяющей осуществлять надежный прогноз. Ионосферные эффекты сейсмического происхождения носят локальный характер и заметны на ~300 км от эпицентра землетрясения до местоположения ионосферной станции вертикального зондирования [5]. В данной работе продолжается детальное рассмотрение экспериментального материала по выявлению ионосферных откликов на сейсмические процессы на примере землетрясений 18 марта 2011 года, эпицентр [43.05°N; 74.90°E] находился в 135 км на запад от г. Алматы, глубина 2 км, магнитуда Mb = 4.8, энергетический класс 11.1, и 1 мая 2011 года, эпицентр [43.63° N; 77.76°E] находился в 76 км на северо-востоке от г. Алматы, глубина 23 км, магнитуда mb=5.4 [6]. На рисунке 1 показано расположение эпицентра землетрясения и приемных станций GPS-сигналов. В таблице 1 приведены географические координаты приемных станций GPS-сигналов, расположенных в Алматинском сейсмоопасном регионе.

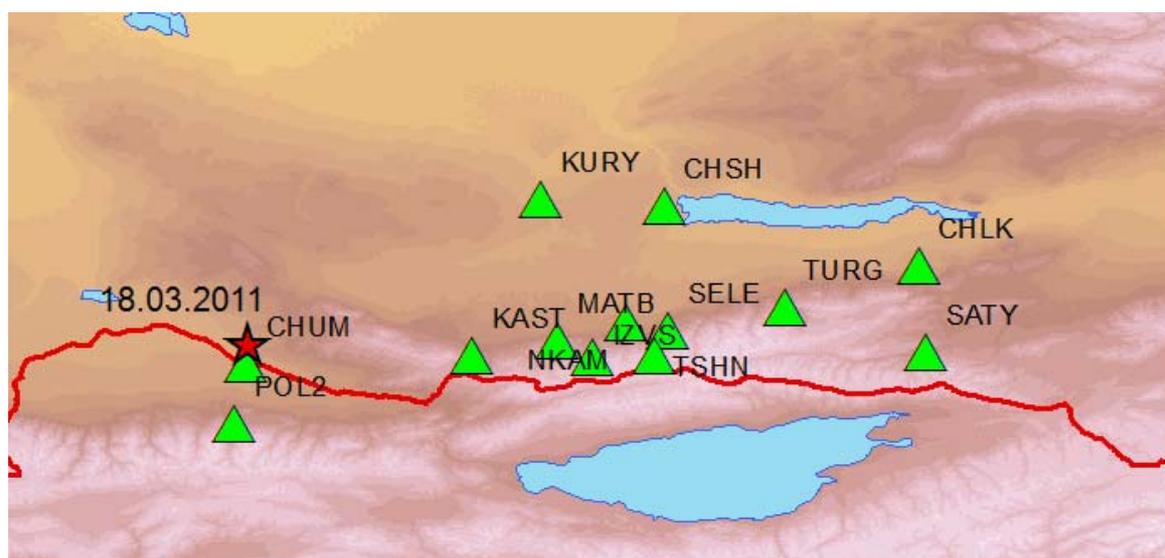


Рисунок 1 – Расположение приемных пунктов и очага землетрясения, произошедшего 18.03.2011 г.

Таблица 1 – Географические координаты приемных станций GPS-сигналов, расположенных в Алматинском сейсмоопасном регионе

Название станций	Четырехсимвольный код приемной станции	Географическая широта	Географическая долгота
Chushkaly	CHSH	43.057	78.408
Izvestkovyi	IZVS	43.529	78.373
Maytube	MATB	43.309	77.633
N-Kamenka	NKAM	43.179	77.017
Tan-Shan	TSHN	43.854	76.998
Turgen	TURG	43.042	76.944
Chilik	CHLK	43.229	76.796
Kastek	CAST	43.038	76.610
Saty	SATY	43.130	76.427
Kurty	KURY	43.893	76.338
Selezaschita	SELE	43.045	75.967
Chumysh	CHUM	42.998	74.751
Pol2	POL2	42.680	74.694

Примечание: Данные по станции SELE, CHUM, POL2 можно получить из архива UNAVKO GPS Archive.

Для анализа были выбраны и обработаны GPS данные за 10 дней с 10 марта по 20 марта 2011 года. В выбранный период времени геомагнитная обстановка в г. Алматы была слабо возмущенной кроме следующих дней:

Анализируются данные с ближайших станций CHUM, POL2, KAST, KURY и SELE. В интересующий нас сейсмоопасный период времени в зоне видимости приемников были ИСЗ с PRN (pseudorandom code) 11, 14, 22, 24, 31. Из них сигналы со спутников с PRN14 и 22 для определения значения полного электронного содержания ПЭС $I(t)$ соответствуют высоким значениям углов места луча на ИСЗ, и соответственно эффекты сферичности становятся достаточно малыми. Поскольку результаты расчетов соответствуют углам места больше 30^0 , то можно считать данные ПЭС, соответствующим вертикальному значению. На рисунке 2а,б приведены относительные значения ПЭС без использования процедуры удаления линейного тренда.

Таблица 1 – Геомагнитные возмущения, зарегистрированные в обсерватории «Алма-Ата»

Начало бури (время местное)	Окончание бури (время местное)	Характер бури	Длительность	К-индекс магнитной активности
10.03 с 12 ч	11.03 до 09 ч	ММБ	21 ч	4
11.03 с 21 ч	12.03 до 09 ч	УМБ	12 ч	6
13.03 с 00 ч	13.03 до 06 ч	ММБ	6 ч	4
13.03 с 23 ч	14.03 до 03 ч	ММБ	4 ч	4

Согласно данным спутника с PRN 22 и PRN 14, полученных на станции CHUM, значение относительного ПЭС колеблется на уровне 15-20 TECU. В целом в магнитоспокойные периоды значение ПЭС колеблется в пределах 10-12%. 10 и 11 марта 2011 года во время магнитной бури наблюдается аномальное понижение ПЭС до 80 % и 12 марта 2011 года аномальное повышение ПЭС до 75%. Аномальное повышение ПЭС 12 марта, вероятно, связано с окончанием магнитной бури. Помимо этих магнитовозмущенных дат, также наблюдается аномальное повышение ПЭС 16 и 20 марта 2011 года. Магнитная обстановка в эти периоды была спокойной. Аномалия 16.03.2011 г., вероятно, связана с землетрясением 18.03.2011г.

Касательно аномального повышения ПЭС 20 марта на более чем 30%, возможно, можно искать ее связь с землетрясениями в этом регионе, которые имели место через 4-5 суток. 24 марта 2011 г. в 02 часа 19 минут по времени Астаны (23 марта 20 часов 19 минут по времени Гринвича) станциями НЯЦ РК зарегистрировано землетрясение с эпицентром вблизи границы Казахстана и Кыргызстана. Его эпицентр находился в 135 км на запад от Алматы, в 34 км. от Бишкека. Координаты эпицентра 43.03 северной широты, 74.91 восточной долготы. Глубина 2 км. Магнитуда $m_b = 4.0$.

Очаг этого землетрясения совпадает с очагом ранее произошедшего землетрясения (18 марта 2011 г.). Согласно оперативным данным ЦСОССИ ИГИ НЯЦ РК 25 марта в 16 часов 21 минуты по времени Астаны (в 10 часов 21 минуты по Гринвичу) на территории Кыргызстана вблизи города Ош произошло землетрясение. Координаты эпицентра: 40.28 градуса северной широты, 73.24 градуса восточной долготы. Магнитуда $m_b=4.5$. Энергетический класс 10.5. Расстояние до Алматы 443 км на юго-запад.

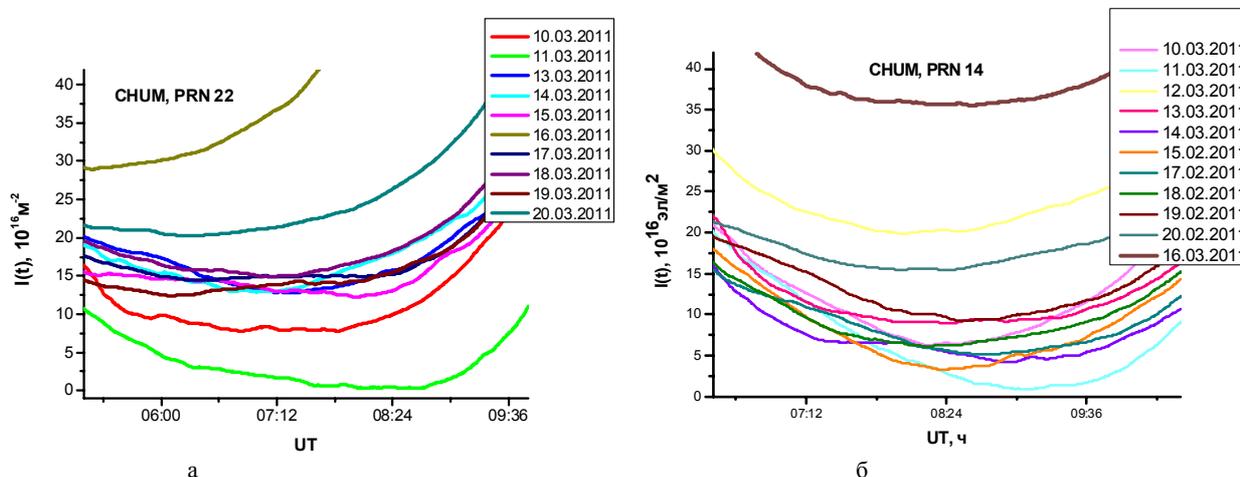


Рисунок 2 – Вариации локальных значений относительного полного электронного содержания, рассчитанных по данным спутника с PRN 22 и PRN 14, полученных на станции CHUM: а – данные спутника PRN 22, б – данные спутника PRN 14

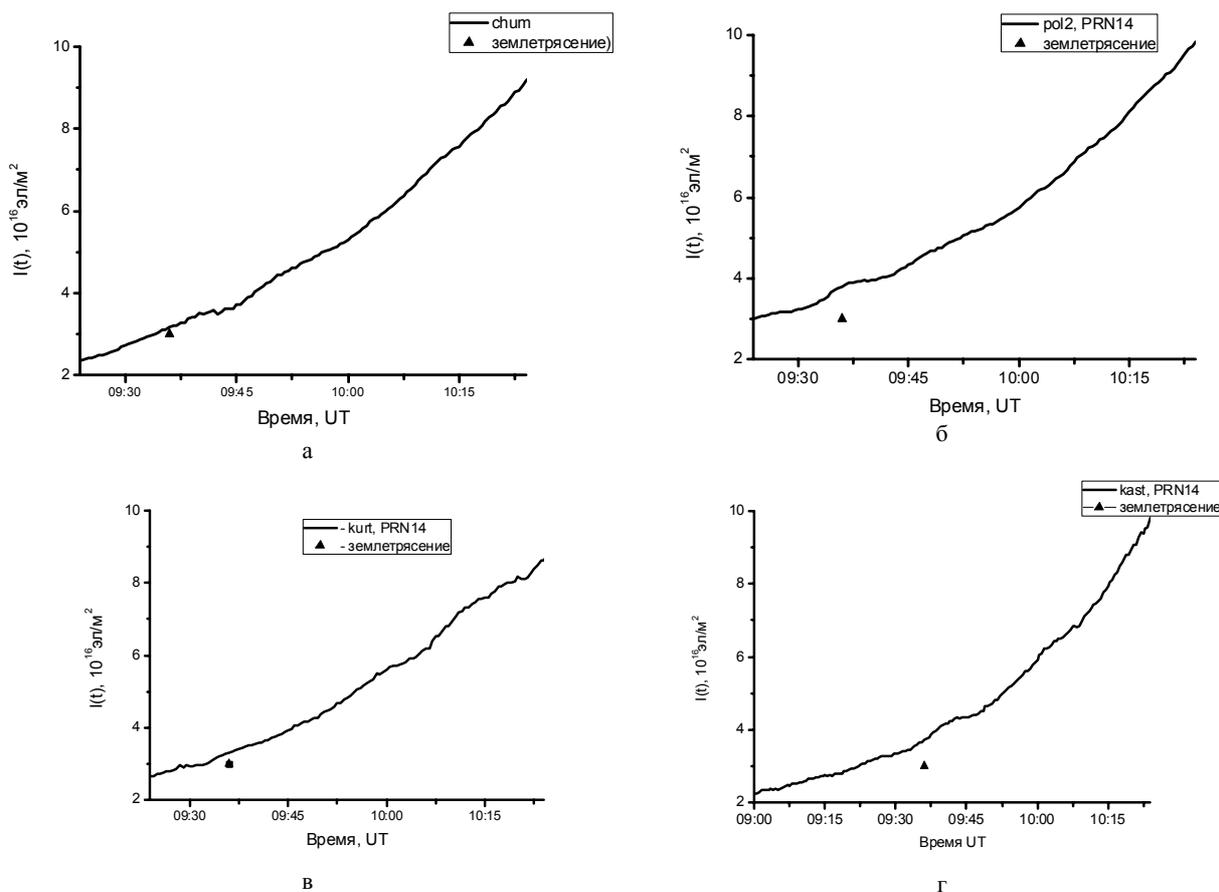


Рисунок 3 – Вариации полного электронного содержания для лучевой траектории для лучевых траекторий спутник с индивидуальным номером (pseudorandom noise) PRN № 14 – приемная станция в период землетрясения 18 марта 2011 г. магнитудой 4: а – CHUM; б – POL2, в – KURY, г – KAST

На рисунке 3 приведены вариации полного электронного содержания для лучевых траекторий спутник с индивидуальным номером (pseudorandom noise) PRN № 14 – приемная станция CHUM (рисунок 3а), приемная станция POL2 (рисунок 3б), приемная станция KURY (рисунок 3в), приемная станция KAST (рисунок 3г). Видно, что возмущение через 6 минут после землетрясения отмечено в данных станции CHUM и через 24 минуты на станции KURY. Далее проведена первичная статистическая обработка данных с помощью программы SOS-OMIR, разработанной в ДТОО «ИКТТ», с помощью полинома первой степени был снят тренд, что показало наличие возмущений, рисунок 4 по данным станции CHUM (рисунок 4а), POL2 (рисунок 4б), станция KURY (рисунок 4в), KAST (рисунок 4г).

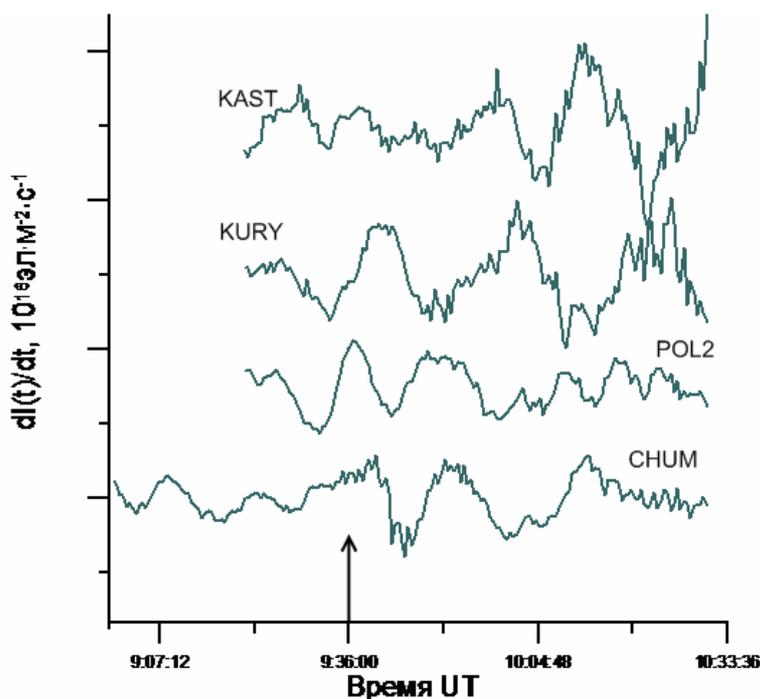


Рисунок 4 – Осцилляции полного электронного содержания, зарегистрированные на станциях GPS на различных расстояниях от эпицентра землетрясения 18 марта 2011 г.: а – CHUM; б – POL2, в – KURY, г – KAST

Параметры зафиксированного ионосферного отклика на землетрясение 18 марта 2011 г. лежат в следующих пределах: амплитуда A меняется от 0,25 до 0,35 TECU, период возмущения ΔT – от 360 до 600 с, направление распространения возмущения уточняется. Эти результаты хорошо согласуются с данными других авторов [7], что говорит об устойчивости сигнальных признаков ионосферного возмущения, вызванного землетрясением.

Работа выполнялась по проекту: «Разработать методы оценки геомеханического состояния земной коры кризисных территорий с использованием математического моделирования и спутниковых технологий».

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Ким В.П., Хегай В.В., Иллич-Свитыч П.В. О возможности образования слоя ионов металлов в E-области ночной среднеширотной ионосферы перед сильными землетрясениями // Геомагнетизм и аэронавигация. – 1993. – Т. 33, № 5. – С. 114-119.
- 2 Легенька А.Д., Хегай В.В., В.П. Ким Сравнение вариаций критической частоты F2-области перед сильными итальянскими землетрясениями и в период магнитной бури по данным станций наземного вертикального зондирования ионосферы // Геомагнетизм и аэронавигация. – 2007. – Т. 47, № 4. – С. 563-570.
- 3 Иванов В.П., Карвецкий В.Л., Коренькова Н.А., Лещенко В.С. Ионосферные и геомагнитные эффекты во время землетрясения 21.09.2004 в Калининградской области. Предварительные результаты // Западное отделение ИЗМИРАН. Калининград, 2007. – С. 444-447.
- 4 Афраймович Э.Л., Астафьева Э.Н., Гаврилюк Н.С., Живетьев И.В. Проверка гипотезы о локальности нарушения суточного хода полного электронного содержания перед землетрясениями // БШФФ-2007 Секция А. Физика околоземного космического пространства. – 2007. – С. 77-80.

- 5 Афраймович Э.Л., Астафьева Э.Н., Кирюшкин В.В. Ионосферное возмущение в ближней зоне эпицентра землетрясения на острове Хоккайдо 25 сентября 2003 года // Известия вузов. Радиофизика. – 2005. – Т. 48, № 4. – С. 1-8.
6 <http://www.kndc.kz>.
7 Афраймович Э.Л., Перевалова Н.П. GPS-мониторинг верхней атмосферы Земли. – Иркутск: ГУ НЦ РВХ ВСНЦ СО РАМН. – 2006. – 480 с.

REFERENCES

- 1 Kim V.P., Hegaj V.V., Illich-Svitych P.V. O vozmozhnosti obrazovaniya sloja ionov metallov v E-oblasti nochnoj sredneshirotnoj ionosfery pred sil'nymi zemletrjasenijami Geomagnetizm i ajeronomija. 1993. Vol. 33, N 5. P. 114-119. (In Russ).
2 Legen'ka A.D., Hegaj V.V., V.P. Kim Sravnenie variacij kriticheskoj chastoty F2-oblasti pered sil'nymi ital'janskimi zemletrjasenijami i v period magnitnoj buri po dannym stancij nazemnogo vertikal'nogo zondirovaniya ionosfery. Geomagnetizm i ajeronomija. 2007. Vol. 47, N 4. P. 563-570. (In Russ).
3 Ivanov V.P., Karveckij V.L., Koren'kova N.A., Leshhenko V.S. Ionosfernye i geomagnitnye jeffekty vo vremja zemletrjasenija 21.09.2004 v Kaliningradskoj oblasti. Predvaritel'nye rezul'taty. Zapadnoe otdelenie IZMIRAN, Kaliningrad. 2007. P. 444-447. (In Russ).
4 Afrajmovich Je.L., Astaf#eva Je.N., Gavriljuk N.S., Zhivet'ev I.V. Proverka gipotezy o lokal'nosti narushenija sutochnogo hoda polnogo jelektronnogo sodержaniya pered zemletrjasenijami BShFF-2007 Sekcija A. Fizika okolozemnogo kosmicheskogo prostranstva.-2007. P. 77-80. (In Russ).
5 Afrajmovich Je.L., Astaf#eva Je.N., Kirjushkin V.V. Ionosferное возмущение в ближней зоне jepicentra землетрясения на острове Hokkajdo 25 sentjabrja 2003 goda. Izvestija VUZov, Radiofizika.2005. Vol. 48, N 4.-P.1-8.
6 <http://www.kndc.kz>.
7 Afrajmovich Je.L., Perevalova N.P. GPS-monitoring verhnej atmosfery Zemli. Irkutsk: GU NC RVH VSNC SO RAMN. – 2006. – 480 p.

Резюме

С. Н. Мұқашева, Қ. Е. Нұрғалиева, Я. Ф. Ашқалиев, С. Нұрақынов

(«ҰҒЗТО» АҚ «Ионосфера институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан Республикасы)

2011 ЖЫЛДЫҢ НАУРЫЗ АЙЫНДАҒЫ СЕЙСМИКАЛЫҚ ЖАҒДАЙЛАРДЫҢ БЕЛСЕНУ КЕЗІНДЕГІ ИОНОСФЕРАЛЫҚ ӘСЕРЛЕРДІ ЗЕРТТЕУ КЕЗІНДЕ GPS СПУТНИКТІК ЖҮЙЕСІНІҢ МӘЛІМЕТТЕРІН САРАЛАУ

2011 жылдың наурыз айындағы Алматы аймағында болған сейсмикалық жағдай кезіндегі толық электрондық құрылымның өзгеру ерекшеліктері қарастырылып отыр.

Тірек сөздер: толық электрондық құрылым, сейсмо-ионосфералық әсерлер.

Summary

S. N. Mukasheva, K. E. Nurgaliyeva, Ya. F. Ashkaliyev, S. Nurakynov

(Institute of Ionosphere, National Center for Space Research and Technology, Almaty, Republic of Kazakhstan)

ANALYSIS OF GPS DATA FOR INVESTIGATION OF IONOSPHERIC EFFECTS AT SEISMIC PHENOMENON ACTIVATING PERIODS AT MARCH 2011

The peculiarities of total electron content (TEC) disturbances during seismic phenomena at 2011 March in Almaty seismoactive region was investigated on this work.

Keywords: total electron content, seismo-ionospheric effects.

Поступила 2.09.2013г.

Н. М. САЛИХОВ, В. М. СОМСИКОВ, Б. Т. ЖУМАБАЕВ, А. Б. АНДРЕЕВ

(ДТОО «Институт ионосферы» АО «НЦКИТ», Алматы, Республика Казахстан)

ВОСХОДНЫЕ ЭФФЕКТЫ В МИКРОПУЛЬСАЦИЯХ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ В ГОРНОЙ МЕСТНОСТИ

Аннотация. Изучены особенности микропульсаций атмосферного давления в горах Заилийского Ала-Тау на высоте 2750 м над уровнем моря. Во время прохождения солнечного терминатора обнаружено увеличение мощности фоновых колебаний с периодами 499с и 330с, и колебаний с периодами 20-50 минут. Время задержки реакции приземной атмосферы на восход Солнца равно примерно одному часу из-за закрытия пункта измерения горами. Возмущения в микропульсациях атмосферного давления длятся примерно 1,5-2 часа после прохождения солнечного терминатора.

Ключевые слова: микропульсации атмосферного давления, солнечный терминатор.

Тірек сөздер: ауа қысымының микропульсациясы, күн терминаторы.

Keywords: micropulsations of atmospheric pressure, solar terminator.

Фоновая амплитуда микропульсаций атмосферного давления (МПАД) в «спокойные дни» колеблется на уровне 2-4 Па, а в возмущенные дни амплитуда флуктуаций может достигать 50 Па и более. Увеличение амплитуды МПАД свойственны приземной атмосфере при воздействии на нее нерегулярных источников. К таким источникам относятся погодные фронты, ветер, грозы [1, 2]. Помимо нерегулярных источников, существует регулярный источник возмущений атмосферы. Им является солнечный терминатор (СТ) [3].

Цель работы – изучение особенностей микропульсаций атмосферного давления в переходные часы суток.

Для изучения суточных особенностей флуктуаций атмосферного давления в горах Заилийского Ала-Тау на радиополигоне Орбита близ г. Алматы были проведены измерения микропульсаций атмосферного давления. Измерения проводились в непрерывном режиме с помощью микробарографа типа ISGN03. Для анализа использованы данные по МПАД за весну-лето 2011 года, а также лето-зиму 2012.

Исследование фоновых МПАД в «спокойное» время выявило колебания с периодами от нескольких сот секунд до 1100-1200 секунд, амплитуда которых была на уровне 2-4 Па. В возмущенные дни амплитуда флуктуаций МПАД могла достигать 50 Па и более. На рисунке 1 приведены



Рисунок 1 – Микропульсации атмосферного давления на радиополигоне Орбита во время восхода Солнца. По оси X – время от начала суток по времени GMT в секундах. Для удобства просмотра графики сдвинуты по оси Y. Вертикальной линией обозначено время (23ч12мин GMT) восхода Солнца 10.06.2011 г.

типичные записи МПАД до восхода Солнца (в «спокойное» время), во время и после восхода Солнца. Обнаружена задержка реакции приземной атмосферы на восход Солнца из-за закрытия пункта измерения горами. Время задержки реакции приземной атмосферы на прохождение СТ равно примерно одному часу. Возмущения в МПАД длятся примерно 1,5-2 часа.

Для определения спектрального состава возмущений рассчитывалась последовательность спектров мощности по каждой кривой (рисунок 2). Длительность реализации бралась 2000 с, сдвиг по кривой – 2000 с. Видно, что во время восхода Солнца (Рис2б) на спектре мощности присутствуют два четко выраженных пика с частотами $f = 1/499\text{с}$ и $1/330\text{с}$.

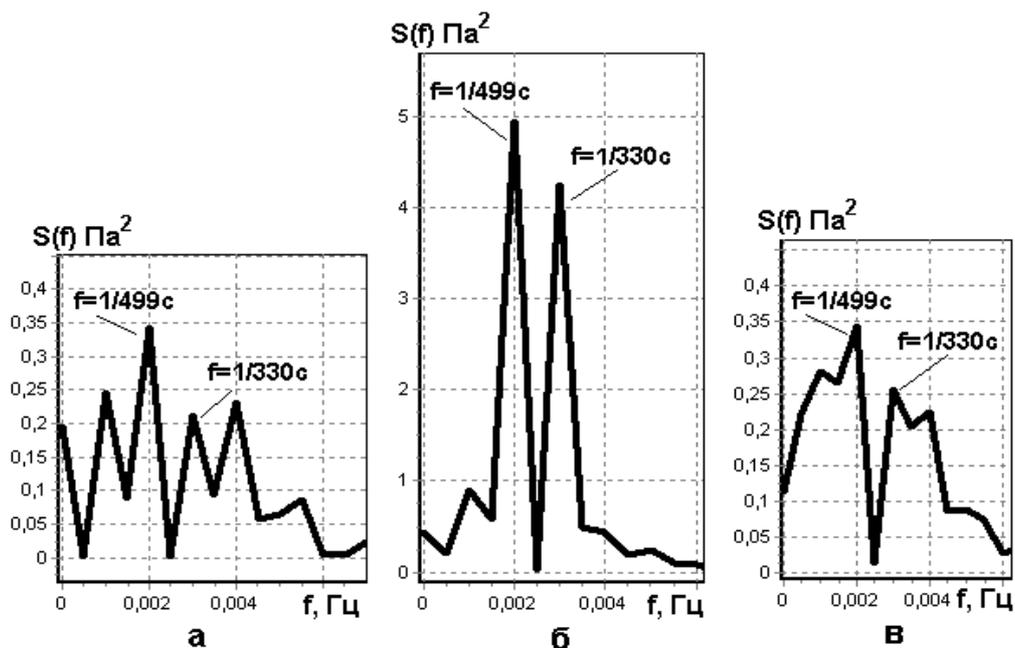


Рисунок 2 – Спектры мощности за 10.06.2011 г.
а – до восхода Солнца; б – во время восхода Солнца; в – после восхода Солнца

При сравнении усредненных спектров мощности до восхода (рисунок 2а), во время восхода (рисунок 2б) и после восхода Солнца (рисунок 2в) на всех трех спектрах мощности присутствуют пики с частотами $f = 1/499\text{с}$ и $1/330\text{с}$. Во время восхода более чем на порядок возрастает мощность спектральных пиков.

В более длиннопериодных колебаниях также наблюдается ярко выраженная реакция давления атмосферы на прохождение СТ (рисунок 3).

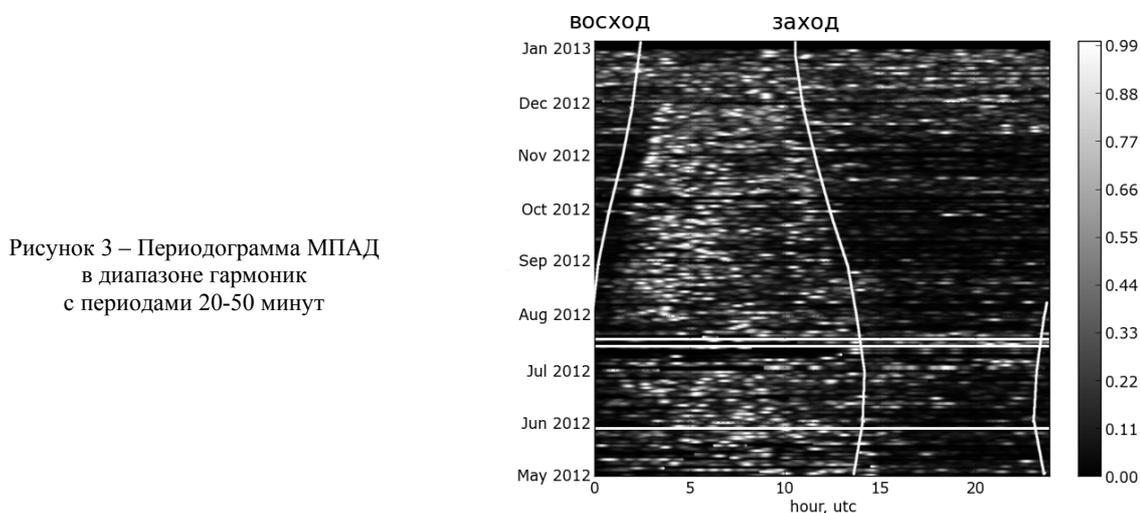


Рисунок 3 – Периодограмма МПАД
в диапазоне гармоник
с периодами 20-50 минут

На рисунке 3 представлена периодограмма гармоник МПАД с периодом 20-50 минут, построенная по данным за 8 месяцев, с мая 2012 г. по январь 2013 г. Рисунок демонстрирует зависимость времени начала увеличения этих гармоник от времени в течение года. Момент увеличения мощности примерно на час отстает от времени восхода солнца, после захода солнца наблюдается уменьшение мощности гармоник.

Заключение. По данным регистрации микропульсаций атмосферного давления, установлено следующее:

1. Во время прохождения солнечного терминатора обнаружено усиление мощности фоновых колебаний с периодами 499с и 330с, и с периодами 20-50 минут.

2. Время задержки реакции приземной атмосферы на прохождение Солнечного терминатора равно примерно одному часу из-за закрытия пункта измерения горами.

3. Возмущения в микропульсациях атмосферного давления длятся примерно 1,5-2 часа после прохождения солнечного терминатора.

Работа выполнялась по проекту «Исследовать взаимосвязь динамических процессов в атмосфере с процессами естественного и антропогенного происхождения на Земле».

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере // МИР. – 1978. – 531 с.
- 2 Чунчузов И. П., Отрезов А. И., Фирстов П. П. Экспериментальное исследование внутренних гравитационных волн в горной местности // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1991. – Т. 27, № 4. – С. 362-368.
- 3 Сомсиков В. М. Солнечный терминатор и динамические явления в атмосфере. Обзор // Геомагнетизм и Аэронавигация. – 2011. – Т. 51, № 6. – С. 723-735.

REFERENCES

- 1 Gossard J., Huk U. Volny v atmosfere. "MIR". 1978. 531 p. (In Russ).
- 2 Chunchuzov I.P., Otrezov A.I., Firstov P.P. Jeksperimental'noe issledovanie vnutrennih gravitacionnyh voln v gornoj mestnosti. Izv. AN SSSR. Fizika atmosfery i okeana. 1991. Vol. 27, N 4. P. 362-368. (In Russ).
- 3 Somsikov V. M. Solnechnyj terminator i dinamicheskie javlenija v atmosfere. Obzor. Geomagnetizm i Ajeronomija 2011, Vol. 51, N 6. P. 723-735. (In Russ).

Резюме

Н. М. Салихов, В. М. Сомсиков, Б. Т. Жұмбаев, А. Б. Андреев

(«ҰҒЗТО» АҚ «Ионосфера институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан Республикасы)

ТАУЛЫ ЖЕРДЕ АУА ҚЫСЫМЫНЫҢ МИКРОПУЛЬСАЦИЯСЫНА КҮННІҢ ШЫҒУ ӘСЕРЛЕРІ

Іле Алатау тауларында теңіз деңгейінен жоғары 2750 м биіктікте ауа қысымының микропульсациясы ерекшеліктерін зерттедік. Күн терминаторы өтуі уақытында 499с және 330с кезеңдермен фон тербелістері қуатының көбеюі және 20-50 минут кезеңдермен тербелістері анықталды. Жерге жақын атмосфераның Күннің шығуына реакциясы кідіру уақыты таулармен өлшеудің пунктін жабуынан шамамен бір сағатқа тең. Ауа қысымының микропульсациясы флуктуацияларында ауытқулар күн терминаторы өтуден кейін шамамен 1,5-2 сағатқа созылады.

Кілт сөздер: ауа қысымының микропульсациясы, күн терминаторы.

Summary

N. M. Salikhov, V. M. Somsikov, B. T. Zhumabaev, A. B. Andreyev

(Institute of Ionosphere, National Center for Space Research and Technology, Almaty, Republic of Kazakhstan)

SUNRISE EFFECTS IN THE MICROPULSATIONS OF ATMOSPHERIC PRESSURE IN THE HIGHLANDS

Features micro pulsations atmospheric pressure in the mountains of Trans-Ili Alatau at a height of 2750 m above sea level was studied. At the time of the solar terminator found to increase the power of background oscillations with

periods of 499c and 330c, and oscillations with periods of 20-50 minutes. The delay of reaction surface atmosphere at sunrise is about one hour due to the closing point of observation by the mountains. The perturbations in the fluctuations of atmospheric pressure micro pulsations last approximately 1.5-2 hours after the passage of the solar terminator.

Keywords: micropulsations of atmospheric pressure, solar terminator.

Поступила 2.09.2013г.

УДК 550.3

*Ж. Ш. ЖАНТАЕВ, Н. Г. БРЕУСОВ, А. В. ВИЛЯЕВ,
А. П. СТИХАРНЫЙ, С. М. НУРАКЫНОВ*

(ДТОО «Институт ионосферы» АО «НЦКИТ», Алматы, Республика Казахстан)

МОДЕЛИРОВАНИЕ СЕЙСМОГЕННЫХ ОПОЛЗНЕЙ С ПРИМЕНЕНИЕМ GIS

Аннотация. В работе рассматривается метод выделения оползневых участков, обусловленных сейсмической активностью. Применяются GIS технологии и расчеты критических параметров образования оползней по методу Ньюмарка. Используются: цифровая модель рельефа по снимкам радиометра ASTER спутника NASA Terra, параметры сейсмического режима территории, инженерно-геологические параметры грунтов. На примере северного склона хребта Иле-Алатау получено распределение сейсмических смещений. По критерию стабильности выделены участки развития сейсмогенных оползней. Делается вывод о необходимости детализации параметров, определяющих точность получаемой детерминистской модели.

Ключевые слова: сейсмичность, сейсмическое смещение, оползень, цифровая модель рельефа, метод Ньюмарка, оползневая опасность, картирование.

Тірек сөздер: сейсмикалық, сейсмикалық жылжулар, сырғыма, жер бетінің сандық үлгісі, Ньюмарктың үлгісі, сырғымалардың қауіптілігін картографиялау.

Keywords: seismic, seismic shift, a landslide, a digital elevation model, Newmark method, landslide hazard mapping.

Около 30% территории Казахстана, на которой проживает более 6 млн. человек и сосредоточено 40% промышленного потенциала республики, подвержено сильным землетрясениям. Наиболее сейсмичны тектонические структуры хребтов Северного Тянь-Шаня [1]. Здесь произошло около десятка разрушительных землетрясений, два из которых (Чиликское 1889 г. и Кеминское 1911 г.) с магнитудой $M > 8.0$ относятся к мировым катастрофам. Наиболее сильные сейсмические события вызвали крупные оползни и обвалы. В этой связи анализ воздействия сильных землетрясений на устойчивость горных склонов в оползнеопасных районах Казахстана представляется чрезвычайно важным для оценки оползневой опасности.

Цель работы – адаптация метода моделирования сейсмогенных смещений по Ньюмарку [12] для выявления возможных оползнеопасных участков, обусловленных сейсмической активностью, с использованием космических снимков. В рамках модельного подхода районирования территории рассматривается безусловная генерация оползневой опасности как следствие землетрясения.

Исходными данными метода моделирования вероятных сейсмогенных оползней на основе модели Ньюмарка [3, 7] служат следующие факторы:

- геологические – состав и свойства пород (удельная плотность, коэффициент сцепления, угол внутреннего трения)
- геоморфологические – крутизна склона, мощность слоя
- гидрологические – увлажненность грунтов
- сейсмические параметры землетрясения – магнитуда, гипоцентральное расстояние, закон затухания сейсмических колебаний.

Основными движущими силами в модели Ньюмарка являются – гравитационная сила и сила сейсмического воздействия от землетрясения. Т.е. в классификации по механизму смещения

оползневое тело рассматриваются сейсмогравитационные оползни – смещение горных пород на более низкий уровень под действием силы тяжести, инициированное сейсмическим толчком. Оползень представляется как бесконечный плоский твердый слой, лежащий на наклонном основании и имеющий по подошве увлажненный слой скольжения определенной мощности.

Необходимым условием дестабилизации склона является превышение максимального ускорения грунта от землетрясения над критическим (пороговым) ускорением блока горных пород в точке воздействия. По соотношению критического ускорения к максимальному сейсмическому определяется накопленное (косейсмическое) смещение, являющееся критерием степени оползневой опасности.

Описанный способ моделирования был реализован на примере северного склона хребта Иле Алатау для района, ограниченном координатами по широте N43,05-N43.4 и по долготе E76.75-E77.15.

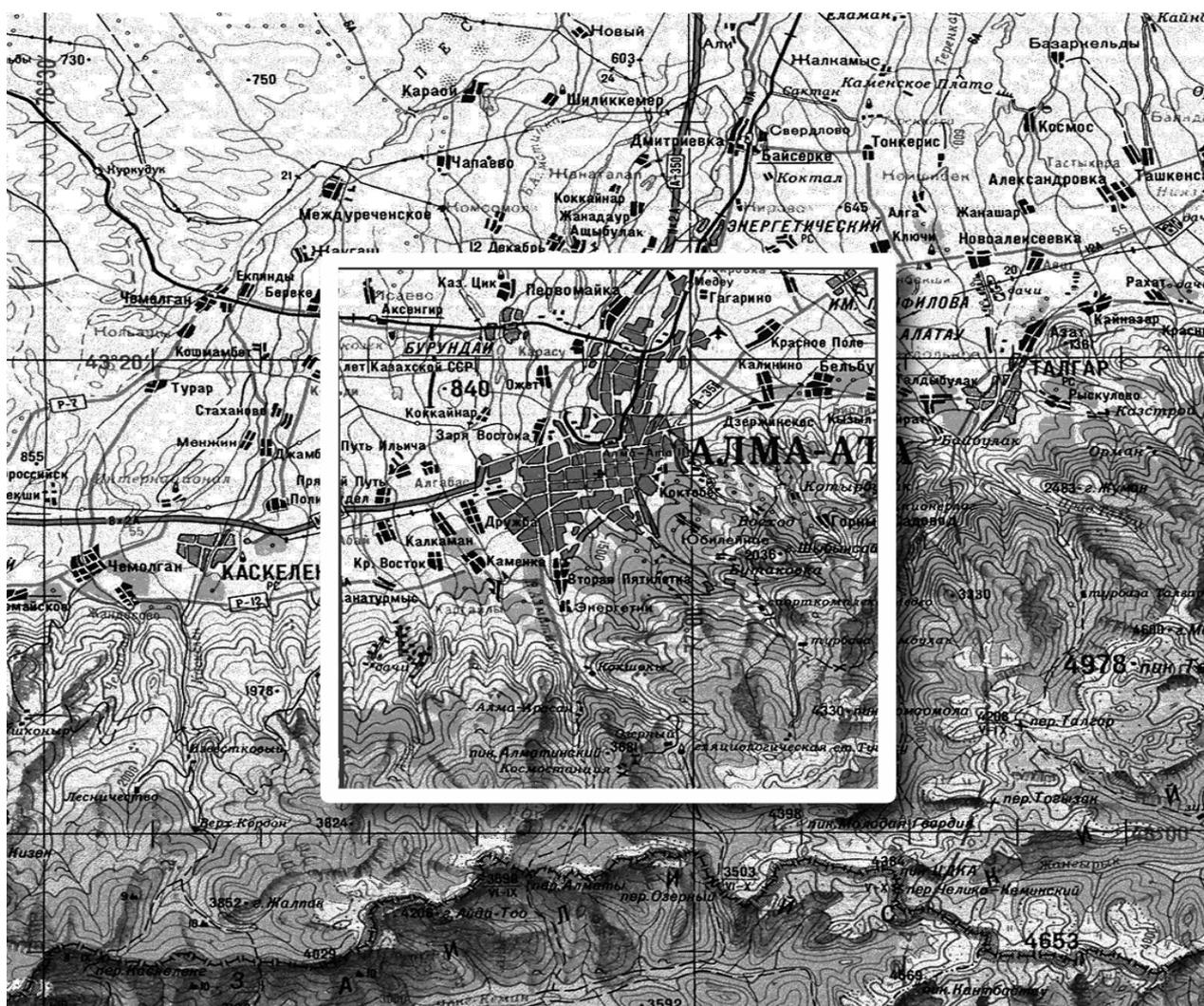


Рисунок 1 – Обзорная карта района исследований

Для построения цифровой модели рельефа использованы радарные снимки радиометра ASTER спутника NASA Terra, распространяемые в формате GeoTIFF в системе координат данных WGS84. Цифровая модель рельефа (ЦМР) представлена в виде совокупности высотных отметок поверхности в узлах регулярной сети разрешением в плане 27х30 м и точностью высотных отметок 22м с 95%-ным доверительным интервалом. С использованием модуля Spatial Analyses программного комплекса ArcGis10 для каждой ячейки сети рассчитывались такие показатели, как угол максимального наклона рельефа в градусной мере, водосборная площадь, а также топографический индекс влажности.

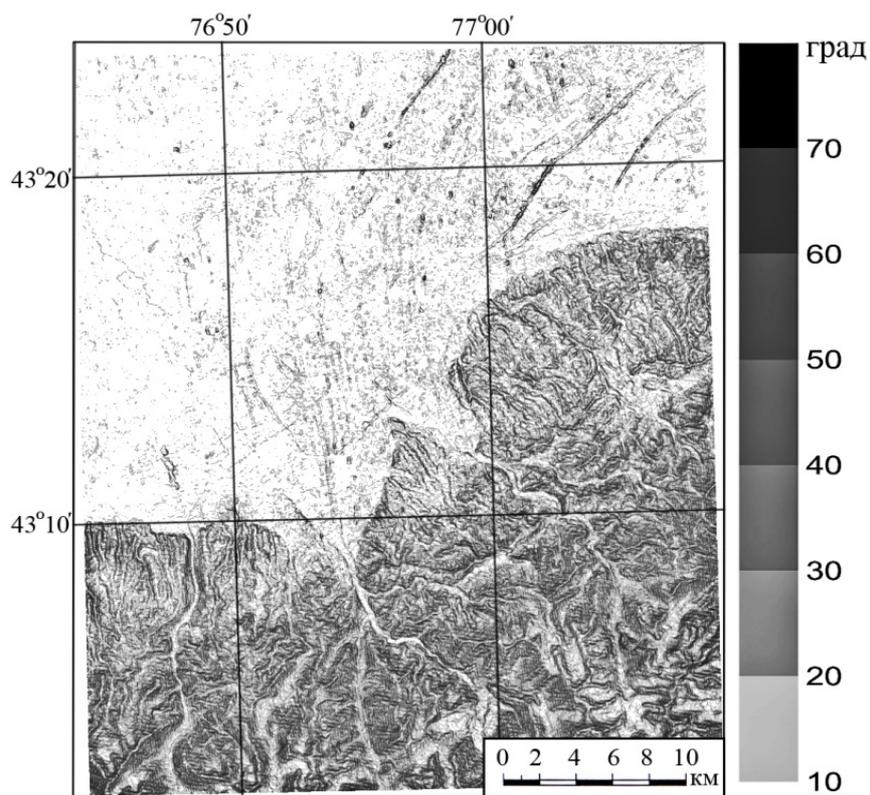


Рисунок 2 – Расчетные значения уклона рельефа в градусах

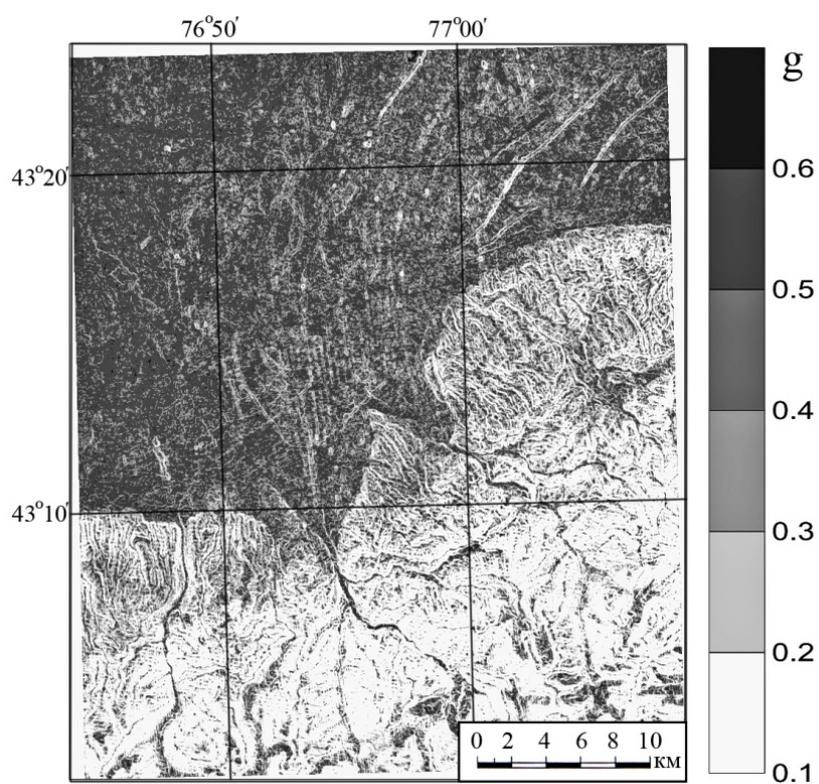


Рисунок 3 – Расчетные значения критического ускорения A_c в долях g

Далее в соответствии с моделью устойчивости склона Ньюмарка вычислялось критическое ускорение A_c в единицах g (ускорение силы тяжести), определяемое формулой (1) согласно [9, 11]:

$$A_c = \frac{c' + (y - my_w)z \tan \varphi - yz \tan \alpha}{yz + yz \tan \alpha \tan \varphi}, \quad (1)$$

где c' – удельное сцепление (kN/m^2), y – удельный вес пород (kN/m^3), y_w – удельный вес воды (kN/m^3), m – коэффициент обводненности, z – вертикальная мощность оползня (м), φ – угол внутреннего трения, α – угол склона.

Обычно коэффициент обводненности m определяется как отношение мощности водонасыщенной части пласта к общей мощности оползня [3,9,11]. Данный коэффициент рассчитан нами в программном комплексе SAGA (System for Automated Geoscientific Analyses) для горных речных долин как усовершенствованный топографический индекс влажности (в %) по формуле:

$$TWI = \ln \left[\frac{A}{\tan(\beta)} \right], \quad (2)$$

где β – уклон между соседними ячейками, A – частная водосборная площадь.

Водосборная площадь A (Catchment area) уравнения (2), как гидрологический параметр необходимый для вычисления TWI, определялась методом одиночного направления стока (SFD – Single Flow Direction), подходящего для ЦМР с малым размером ячейки. Метод SFD применяется для расчетов явных потоков в горных долинах, русел рек, ручьев, где поток течет в одном направлении.

Прочностные свойства пород, расположенных в зоне конусов выноса к предгорной равнине, принятые в расчетах, соответствуют справочным данным для грунтов второй категории (переслаивающиеся суглинки, супеси, песчано-гравийные слои) [5].

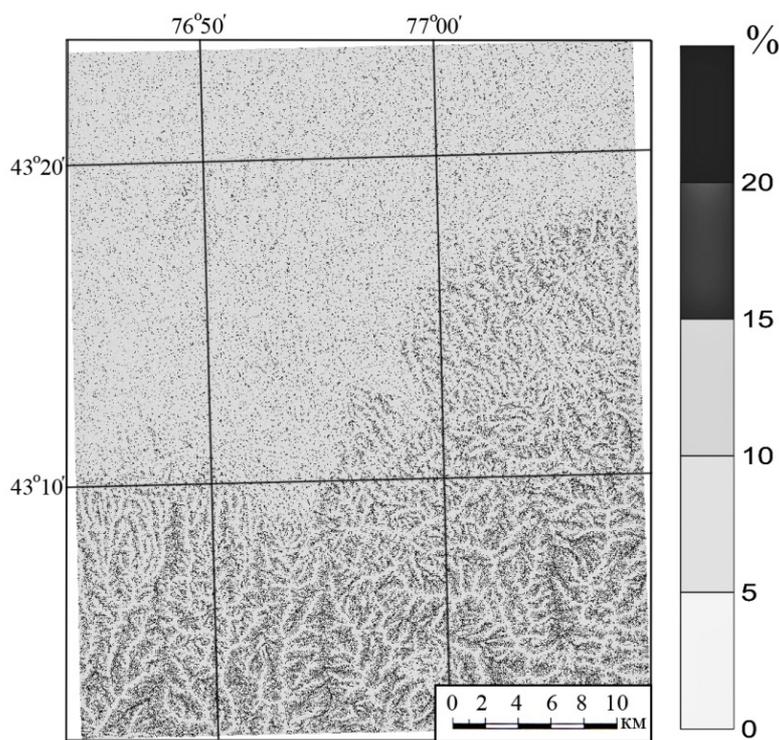


Рисунок 4 – Расчетные значения топографического индекса влажности, %

В качестве критерия сейсмического воздействия на единичную площадку использовалась характеристика степени сотрясения грунта, определяемая как интеграл от квадратов ускорений превышающих некоторый порог по записям сейсмически сильных движений

$$I_a = \frac{\pi}{2g} \int_0^{Td} a(t)^2 dt, \quad (3)$$

где g – ускорение из-за силы тяжести, и Td – продолжительность сигнала выше порога, $a(t)$ – акселерограмма. Величина I_a , получившая название *Интенсивность по Ариасу* (Arias Intesity), является эквивалентом удельной энергии выделившейся в единичном объеме от воздействия

совокупности всех гармонических колебаний вызванных землетрясением [8]. Для территории Киргизстана и Центральной Азии известна сравнительная оценка максимальных пиковых ускорений и Arias Intesity с построением соответствующих карт по записям сильных движений [6]. Анализ зависимости I_a от магнитуды, гипоцентрального расстояния и условий грунтовых колебаний для различных станций по 1426 записям сильных движений выполнен [10].

Регрессионное уравнение с учетом средневзвешенных коэффициентов для каждого члена преобразовано нами к виду:

$$\ln(I_a) = 2.056M_s - 1.475\ln(R) - 10.577 \pm 1.335 \text{ (м/сек)}, \quad (4)$$

где M_s – магнитуда землетрясения, R – гипоцентрального расстояния (км).

Применительно к территории Иле-Алатау магнитуда землетрясения M_s для каждого события вычислялась по Каталогу землетрясений СОМЭ МОН РК в соответствии зависимостей энергетических классов K от магнитуд [4]:

$$K = 1,8 * M_s + 4,18, \text{ если } M_s < 5,3; \quad (5)$$

$$K = 1,5 * M_s + 5,75, \text{ если } M_s \geq 5,3. \quad (6)$$

Численный анализ прогнозных сейсмогенерированных грунтовых смещений различных типов пород получил развитие в работе [13]. Окончательная эмпирическая формула по общемировым данным зависимости смещения Ньюмарка D_n от критического ускорения A_c и Arias intensity I_a для почвенных грунтов, принятая нами в расчетах:

$$\log D_n = 0.802 \log I_a - 10.981 A_c + 7.377 A_c \log I_a + 1.914 \pm 0.274. \quad (7)$$

Оценка устойчивости оползня, как критерий нестабильности, осуществлялась по превышению расчетного смещения D_n над предельным допустимым в каждой единичной точке раstra. Согласно [7] для природных склонов по фактору стабильности определены критические величины допустимых смещений D_n в см: до 15 см – стабильный склон, от 15 до 30 см – состояние склона неустойчивое, смещение более 30 см – склон нестабильный.

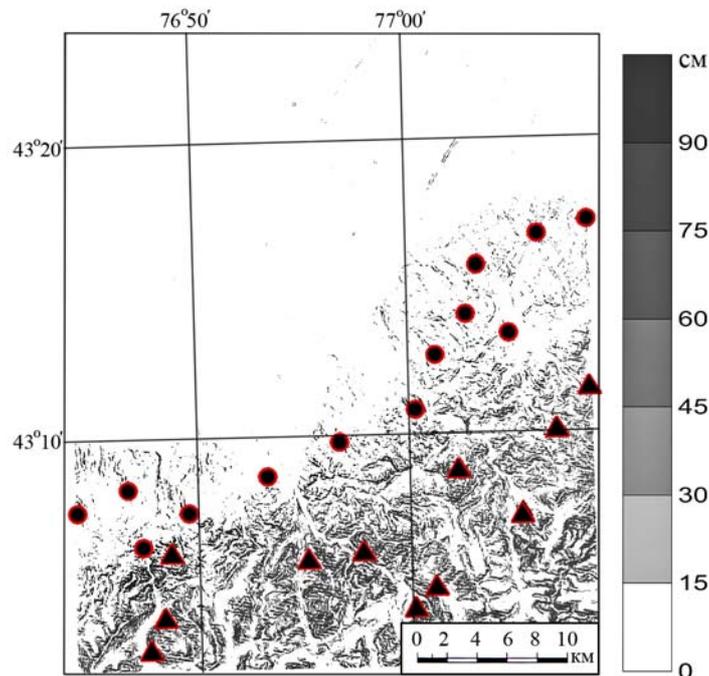


Рис.5. Расчетные значения возможного сейсмического смещения D_n в см.

- сейсмогенные оползни-потоки в лессовых грунтах
- ▲ сейсмогенные оползни-обвалы скальных грунтов

Последующая обработка модельных сейсмогенных смещений включала анализ риска формирования оползня по порогу в 30 см и картографическую визуализацию данных в ArcGIS 10.

Верификация полученных результатов осуществлялась сравнением с известными картами оползнеопасных районов Республики Казахстан [1] и оценками оползневой опасности в Заилийском Алатау [2]. В ходе расчетов установлена приуроченность известных сейсмогенных оползней-потоков в лессовых грунтах к интервалу косейсмических смещений от 10 до 30 см. Сейсмогенные оползни-обвалы скальных грунтов расположены на выделенных участках с деформационным сейсмическим смещением от 30 см и более (до 132 см макс.). Также определены зоны вероятного возникновения оползневых процессов сейсмогенного происхождения, не нашедшие отражения в серии тематических карт до настоящего времени.

В завершение важно отметить детерминистский характер полученных модельных расчетов. Авторам представлялось важным оценить возможности метода количественных оценок риска оползня с использованием GIS технологий. Неопределенности возникающие при формализованном изменении исходных физических параметров среды могут значительно изменять величину ожидаемых сейсмических воздействий. Например, не учитывалась форма очага и тип землетрясений по характеру смещений, анизотропия распространения сейсмических волн по поверхности, детальный состав и свойства горных пород, почвенный и растительный покров и т.п. Устранение этих недостатков в части детализации геолого-тектонического строения района, изучения сейсмических, инженерно-геоморфологических и климатических показателей, используемых в расчетах, в сочетании с полевыми исследованиями однозначно позволяет применять рассмотренный метод.

Разработка методики районирования территории по степени сейсмогенной оползневой опасности на основе современных спутниковых технологий и численного моделирования имеет значительные перспективы и актуальность.

Работа выполнена по программе 055 «Научная и/или научно-техническая деятельность», подпрограмме 101 «Грантовое финансирование научных исследований» по подприоритету: 5.1 «Фундаментальные исследования в области естественных наук» по теме «Разработать методологию оценки опасности сейсмообусловленных геодинамических процессов» в рамках проекта: «Научные основы наземно-космических методов прогноза вторичных сейсмообусловленных процессов».

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Атлас природных и техногенных опасностей и рисков чрезвычайных ситуаций в Республике Казахстан / Гл. ред. А. Р. Медеу. – Алматы, 2010. – 264 с.
- 2 Благовещенский В.П., Медеу А.Р., Ранова С.У. Районирование территории северного склона Заилийского Алатау по степени оползневой опасности // Вестник КазНУ. Сер. географическая. – 2005. – № 2(21). – С. 87-92.
- 3 Захаров В.С., Симонов Д.А., Коптев А.И. Компьютерное моделирование сейсмогенных оползневых смещений. // Электронное научное издание "ГЕОразрез". – 2009. – Вып. №1-2009 (3).
- 4 Сейсмическая опасность орогенов Казахстана / Курскеев А. К., Белослюдцев О. М., Жданович А. Р., Серазетдинова Б. З., Степанов Б. С., Узбеков Н. Б. – Алматы: Эверо, 2006. – 294 с.
- 5 Справочник проектировщика. Основания, фундаменты и подземные сооружения / Ред. Сорочан Е.А., Трофименкова Ю.Г. – М.: Стройиздат, 1985. – 479 с.
- 6 Abdrakhmatov K., Havenith H.-B., Delvaux D., Jongmans D., Trefois P. Probabilistic PGA and Arias Intensity maps of Kyrgyzstan (Central Asia) // Journal of Seismology. – 2003. – № 7. – P. 203-220.
- 7 Abramson L.W., Lee T.S., Sharma S., Boyce G.M. Slope stability and stabilization. – John Wiley and Sons, 2002. – 712 p.
- 8 Arias, A., A measure of earthquake intensity // In: Hansen, R.J. (ed.), Seismic Design for Nuclear Powerplants, MIT Press, Cambridge, Massachusetts, 1970. – P. 438-483.
- 9 Graham J. Methods of stability analysis // In: Brundsen D., Prior D.B. (Eds.) Slope Instability. – Wiley, New York, 1984. – P. 523-602.
- 10 Hwang H., Lin C-K., Yen Y-T. Derivation of attenuation relations of Arias intensity using the Chi-Chi earthquake data // 13th World conference on Earthquake engineering. – Vancouver, Canada. 2004. – Paper №3108.
- 11 Chacon J., Irigaray C., T. Fernandez R., El Hamdouni. Engineering geology maps: landslides and geographical information systems // Bull. Eng. Geol. Environ. – 2006. – Vol. 65. – P. 341-411.
- 12 Newmark N.M. Effects of earthquakes on dams and embankments // Geotechnique. – 1965. – Vol. 15. – P. 139-159.
- 13 Shang-Yu Hsieh, Chyi-Tyi Lee. Empirical estimation of the Newmark displacement from the Arias intensity and critical acceleration // Engineering Geology. – 2011. – Vol. 122. – P. 34-42

REFERENCES

- 1 Atlas prirodnykh i tekhnogennykh opasnostey i riskov chrezvychaynykh situatsiy v Respublike Kazakhstan. Glavnyy redaktor Medeu A.R., Almaty, 2010. 264 s.
- 2 Blagoveshchenskiy V.P., Medeu A.R., Ranova S.U. Rayonirovaniye territorii severnogo sklona Zailiyskogo Alatau po stepeni opolznevoy opasnosti // Vestnik KazNU, ser. geograficheskaya. Almaty, 2005. №2 (21). S.87-92.

- 3 Zakharov V.S., Simonov D.A., Koptev A.I. Komp'yuternoye modelirovaniye seysmogennykh opolznevnykh smeshcheniy. // Elektronnoye nauchnoye izdaniye ""GEOrazrez"". 2009, vyp. №1-2009 (3).
- 4 Seysmicheskaya opasnost' orogenov Kazakhstana / Kurskeyev A. K., Beloslyudtsev O. M., Zhdanovich A. R., Serazetdinova B. Z., Stepanov B. S., Uzbekov N. B. Almaty: Evero, 2006. 294 s.
- 5 Spravochnik proyektirovshchika. Osnovaniya, fundamenty i podzemnyye sooruzheniya. Red. Sorochan Ye.A., Trofimenkova YU.G., M. Stroyizdat, 1985. 479s.
- 6 Abdrakhmatov K., H.-B. Havenith, D. Delvaux, D. Jongmans & P. Trefois, Probabilistic PGA and Arias Intensity maps of Kyrgyzstan (Central Asia) // Journal of Seismology 2003. #7: p.203–220.
- 7 Abramson L.W., Lee T.S., Sharma S., Boyce G.M. Slope stability and stabilization. John Wiley and Sons, 2002. 712 p.
- 8 Arias, A., A measure of earthquake intensity. In: Hansen, R.J. (ed.), Seismic Design for Nuclear Powerplants, MIT Press, Cambridge, Massachusetts, 1970, pp. 438–483.
- 9 Graham J. Methods of stability analysis. In: Brundsen D., Prior D.B. (Eds.) Slope Instability. Wiley, New York, 1984. P. 523–602.
- 10 Hwang H., Lin C-K., Yen Y-T. Derivation of attenuation relations of Arias intensity using the Chi-Chi earthquake data //13th World conference on Earthquake engineering. Vancouver, Canada. 2004. Paper №3108.
- 11 Chacon J., Irigaray C., T. Fernandez R., El Hamdouni. Engineering geology maps: landslides and geographical information systems // Bull. Eng. Geol. Environ. 2006. vol.65. p.341–411.
- 12 Newmark N.M. Effects of earthquakes on dams and embankments. //Geotechnique. 1965. Vol.15, P.139–159.
- 13 Shang-Yu Hsieh, Chyi-Tyi Lee. Empirical estimation of the Newmark displacement from the Arias intensity and critical acceleration //Engineering Geology. 2011. Vol.122. p.34-42

Резюме

Ж. Ш. Жантаев, Н. Г. Бреусов, А. В. Виляев, А. П. Стихарный, С. М. Нұрақынов

(«ҰҒЗТО» АҚ «Ионосфера институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан Республикасы)

ЖЕР СІЛКІНІСІНЕН ТУЫНДАҒАН СЫРҒЫМАЛАРДЫ GIS-ТІ ҚОЛДАНУ АРҚЫЛЫ ҮЛГІЛЕУ

Жұмыста жер сілкінісінің белсенділігінен пайда болған сырғымарды анықтауда ГАЖ технологияларын қолданумен қатар, сырғымалардың пайда болу параметрлерін есептеуде Ньюмарктың әдісі қарастырылған. NASA Terra жер серігінің радиометрлік ғарыштық суреттер (ASTER) негізінде құрастырылған жер бетінің сандық үлгісі, аумақтың сейсмикалық мағлұматтар және тау-жыныстарының геологиялық инженерлік параметрлері бастапқы мәліметтері негізінде қолданған. Жер сілкінісінен пайда болатын жылжулардың кеңістікте таралу және тұрақтылықтың өлшемі негізінде жер сілкіну әсерінен туындайтын сырғымаларды бағалау Іле Алатауының солтүстік баурайы мысалында жүргізілген. Алынатын шамалық үлгінің дәлдігін анықтайтын параметрлерге нақтылаудың қажеттілігі туралы қорытынды жасалады.

Тірек сөздер: сейсмикалық, сейсмикалық жылжулар, сырғыма, жер бетінің сандық үлгісі, Ньюмарктың үлгісі, сырғымалардың қауіптілігін картографиялау.

Summary

Zh. Sh. Zhantayev, N. G. Breusov, A. V. Vilayev, A. P. Stikharniy, S. M. Nurakynov

(Institute of Ionosphere, National Center for Space Research and Technology, Almaty, Republic of Kazakhstan)

MODELING OF SEISMIC LANDSLIDES USING GIS

In this paper the method of allocation of landslide areas caused by seismic activity. Apply GIS technology and the calculations of the critical parameters landslide Newmark method. Used: digital elevation model from the images of radiometer ASTER satellite NASA Terra, the parameters of the seismic regime of the territory, geotechnical parameters of soils. On the example of the northern slope of the ridge Ile Alatau, the distribution of seismic displacements. According to the criterion of stability allocated plots of seismogenic landslides. The conclusion of the need to detail the parameters that determine the accuracy of the estimated model.

Keywords: seismic, seismic shift, a landslide, a digital elevation model, Newmark method, landslide hazard mapping.

Поступила 2.09.2013г.

УДК 517.968.7

Д. С. ДЖУМАБАЕВ, Е. БОЛГАНИСОВ

(Институт математики и математического моделирования МОН РК, Алматы, Республика Казахстан,
Алматинский технико-экономический колледж путей сообщения, Алматы, Республика Казахстан)

РАЗРЕШИМОСТЬ ЛИНЕЙНОЙ КРАЕВОЙ ЗАДАЧИ С ПАРАМЕТРОМ ДЛЯ ИНТЕГРО-ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ ФРЕДГОЛЬМА С ИМПУЛЬСНЫМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ

Аннотация. Рассматривается линейная задача управления с импульсным воздействием для интегро-дифференциального уравнения Фредгольма. Получены условия разрешимости рассматриваемой задачи.

Ключевые слова: линейная, параметры, уравнение, импульс, задача.

Тірек сөздер: сызықтық, параметрлер, тендеулер, импульс, есеп.

Keywords: linear parameters of the equation, the momentum, the task.

Интегро-дифференциальные уравнения с импульсными воздействиями часто встречаются в приложениях при описании процессов с существенным изменением состояний в течении малого отрезка времени. При этом интегро-дифференциальное уравнение, краевое условие или условия импульсных воздействия содержат неизвестные параметры, характеризующие те или иные свойства моделируемого процесса.

В настоящей статье рассматривается линейное интегро-дифференциальное уравнение Фредгольма

$$\frac{dx}{dt} = A(t)x + \int_0^T K(t,s)x(s)ds + f(t), \quad t \in (0, T) \setminus \{\theta\}, \quad x \in R^n, \quad (1)$$

при $t = \theta \in (0, T)$ подверженное импульсному воздействию

$$B \lim_{t \rightarrow \theta-0} x(t) + C \lim_{t \rightarrow \theta+0} x(t) + D\mu = d, \quad d \in R^n, \quad (2)$$

с краевыми условиями

$$x(0) = x^0, \quad x(T) = x^1. \quad (3)$$

Здесь $A(t)$, $K(t,s)$ – непрерывны на $[0, T]$, $[0, T] \times [0, T]$ соответственно, $f(t)$ – непрерывен на $[0, T]$ и неизвестный параметр $\mu \in R^n$. Матрицы B, C, D и векторы d, x^0, x^1 – заданы.

Пара $(\mu^*, x^*(t))$, где $\mu^* \in R^n$, $x^*(t)$ – кусочно-непрерывная на $[0, T]$, кусочно-непрерывно дифференцируемая на $(0, T)$ функция, называется решением задачи (1)-(3), если функция $x^*(t)$ удовлетворяет интегро-дифференциальному уравнению (1), краевым условиям (3) и при $\mu = \mu^*$ условию импульсного воздействия (2).

Задачу (1)-(3) можно рассматривать как задачу управления импульсным воздействием. Если процесс описывается интегро-дифференциальным уравнением (1) при $t \in (0, T) \setminus \{\theta\}$ и имеет начальное состояние x^0 , то надо выбрать значение параметра $\mu \in R^n$ так, чтобы этот процесс с течением времени T имел желаемое состояние x^1 .

Вопросы существования решения краевых задач для интегро-дифференциальных уравнений Фредгольма, содержащих параметры, исследованы в [1-3].

Краевые задачи с параметрами для дифференциальных уравнений рассмотрены многими авторами (см. [4], [5] и литературу в них).

Целью работы является нахождение условий разрешимости, в том числе однозначной разрешимости задачи (1)-(3). С этой целью используется метод и результаты [6].

Интервал $[0, T)$ разобьем на две части $[0, T) = [0, \theta) \cup [\theta, T)$. Сужение функции $x(t)$ на $[0, \theta)$ обозначим через $x_1(t)$, сужение на $[0, \theta)$ через $x_2(t)$. Введем дополнительный параметр λ как значение функции $x_2(t)$ при $t = \theta$ и на каждом интервале произведем замену функции $u_1(t) = x_1(t) - x^0$, $u_2(t) = x_2(t) - \lambda$.

Тогда задача (1)-(3) перейдет к эквивалентной краевой задаче с параметрами:

$$\frac{du_1}{dt} = A(t)(u_1 + x^0) + \int_0^\theta K(t, s)[u_1(s) + x^0]ds + \int_\theta^T K(t, s)[u_2(s) + \lambda]ds + f(t), \quad t \in [0, \theta), \quad (4)$$

$$\frac{du_2}{dt} = A(t)(u_2 + \lambda) + \int_0^\theta K(t, s)[u_1(s) + x^0]ds + \int_\theta^T K(t, s)[u_2(s) + \lambda]ds + f(t), \quad t \in [\theta, T), \quad (5)$$

$$u_1(0) = 0, \quad u_2(\theta) = 0, \quad (6)$$

$$B \lim_{t \rightarrow \theta-0} u_1(t) + C\lambda + D\mu = d - Bx^0, \quad (7)$$

$$\lambda + \lim_{t \rightarrow T-0} u_2(t) = x^1. \quad (8)$$

Решением задачи (4)-(8) является четверка $(\mu, \lambda, u_1(t), u_2(t))$. Если $(\mu^*, \lambda^*, u_1^*(t), u_2^*(t))$ – решение задачи (4)-(8), то пара $(\mu^*, x^*(t))$, где $x^*(t)$, определяемая равенствами: $x^*(t) = x^0 + u_1^*(t)$, $t \in [0, \theta)$, $x^*(t) = \lambda + u_2^*(t)$, $t \in [\theta, T)$, $x^*(T) = \lambda + \lim_{t \rightarrow T-0} u_2^*(t)$ будет решением задачи (1)-(3). Введение параметра λ и произведенные замены функций, а также первое условие из (3) позволили получить начальные условия (6) для функции $u_1(t)$, $u_2(t)$.

При известном значении параметра λ задача (4)-(6) называется специальной задачей Коши для систем интегро-дифференциальных уравнений (см. [6]).

Задача (4)-(6) эквивалентна системе интегральных уравнений

$$u_1(t) = X(t) \int_0^t X^{-1}(\tau) \left\{ \int_0^\theta K(\tau, s)u_1(s)ds + \int_\theta^T K(\tau, s)[u_2(s) + \lambda]ds \right\} d\tau + \\ + X(t) \int_0^t X^{-1}(\tau) \left\{ A(\tau)x^0 + \int_0^\theta K(\tau, s)dsx^0 + f(\tau) \right\} d\tau, \quad t \in [0, \theta), \quad (9)$$

$$u_2(t) = X(t) \int_\theta^t X^{-1}(\tau) \left\{ \int_0^\theta K(\tau, s)u_1(s)ds + \int_\theta^T K(\tau, s)[u_2(s) + \lambda]ds \right\} d\tau + \\ + X(t) \int_\theta^t X^{-1}(\tau) \left\{ A(\tau)\lambda + \int_0^\theta K(\tau, s)dsx^0 + f(\tau) \right\} d\tau, \quad t \in [\theta, T), \quad (10)$$

где $X(t)$ – фундаментальная матрица дифференциальной части уравнения (1).

В (9), (10), предполагая $t = \tau$, $\tau = \tau_1$, умножив обе части на $K(t, \tau)$, интегрируя на $[0, \theta]$, $[\theta, T]$ и суммируя получим

$$\left\{ \int_0^\theta K(t, \tau)u_1(\tau)d\tau + \int_\theta^T K(t, \tau)u_2(\tau)d\tau \right\} = \\ = \int_0^\theta K(t, \tau)X(\tau) \int_0^\tau X^{-1}(\tau_1) \left\{ \int_0^\theta K(\tau_1, s)u_1(s)ds + \int_\theta^T K(\tau_1, s)[u_2(s) + \lambda]ds \right\} d\tau_1 d\tau +$$

$$\begin{aligned}
 & + \int_0^\theta K(t, \tau) X(\tau) \int_0^\tau X^{-1}(\tau_1) \left\{ A(\tau_1) x^0 + \int_0^\theta K(\tau_1, s) ds x^0 + f(\tau) \right\} d\tau_1 d\tau + \\
 & + \int_\theta^T K(t, \tau) X(\tau) \int_\theta^\tau X^{-1}(\tau_1) \left\{ \int_0^\theta K(\tau_1, s) u_1(s) ds + \int_\theta^\tau K(\tau_1, s) [u_2(s) + \lambda] ds \right\} d\tau_1 d\tau + \\
 & + \int_\theta^T K(t, \tau) X(\tau) \int_\theta^\tau X^{-1}(\tau_1) \left\{ A(\tau_1) \lambda + \int_0^\theta K(\tau_1, s) ds x^0 + f(\tau) \right\} d\tau_1 d\tau; \quad (11)
 \end{aligned}$$

На $[0, T] \times [0, T]$ равенствами $M(\Delta_2(\theta), t, \tau) = \int_\tau^\theta K(t, \tau_1) X(\tau_1) d\tau_1 X^{-1}(\tau)$, $t \in [0, T]$, $\tau \in [0, \theta]$,

$M(\Delta_2(\theta), t, \tau) = \int_\tau^T K(t, \tau_1) X(\tau_1) d\tau_1 X^{-1}(\tau)$, $t \in [0, T]$, $\tau \in [\theta, T]$ определим непрерывную по $t \in [0, T]$ и кусочно-непрерывную по $\tau \in [0, T]$ квадратную матрицу размерности n и введем обозначения

$$\Phi(\Delta_2(\theta), t) = \int_0^\theta K(t, s) u_1(s) ds + \int_\theta^T K(t, s) u_2(s) ds.$$

Теперь уравнение (11) записывается в виде интегрального уравнения Фредгольма второго рода

$$\begin{aligned}
 \Phi(\Delta_2(\theta), t) & = \int_0^T M(\Delta_2(\theta), t, \tau) \Phi(\Delta_2(\theta), \tau) d\tau + \\
 & + D(\Delta_2(\theta), t) \lambda + F(\Delta_2(\theta), t), \quad t \in [0, T], \quad (12)
 \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
 D(\Delta_2(\theta), t) & = \int_0^\theta K(t, \tau) X(\tau) \int_0^\tau X^{-1}(\tau_1) \int_\theta^\tau K(\tau_1, s) ds d\tau_1 d\tau + \\
 & + \int_\theta^T K(t, \tau) X(\tau) \int_\theta^\tau X^{-1}(\tau_1) \left[A(\tau_1) + \int_\theta^\tau K(\tau_1, s) ds \right] d\tau_1 d\tau; \\
 F(\Delta_2(\theta), t) & = \left\{ \int_0^\theta K(t, \tau) X(\tau) \int_0^\tau X^{-1}(\tau_1) \left[A(\tau_1) + \int_0^\theta K(\tau_1, s) ds \right] d\tau_1 d\tau + \right. \\
 & \left. + \int_\theta^T K(t, \tau) X(\tau) \int_\theta^\tau X^{-1}(\tau_1) \int_0^\theta K(\tau_1, s) ds d\tau_1 d\tau \right\} x^0 + \\
 & + \int_0^\theta K(t, \tau) X(\tau) \int_0^\tau X^{-1}(\tau_1) f(\tau_1) d\tau_1 d\tau + \int_\theta^T K(t, \tau) X(\tau) \int_\theta^\tau X^{-1}(\tau_1) f(\tau_1) d\tau_1 d\tau.
 \end{aligned}$$

Пусть уравнение (12) однозначно разрешима и $\Gamma(\Delta_2(\theta), t, s; 1)$ – резольвента Фредгольма для этого интегрального уравнения. Тогда единственное решение интегрального уравнения (12) записывается в виде

$$\begin{aligned}
 \Phi(\Delta_2(\theta), t) & = \int_0^T \Gamma(\Delta_2(\theta), t, s; 1) [D(\Delta_2(\theta), s) \lambda + F(\Delta_2(\theta), s)] ds + \\
 & + D(\Delta_2(\theta), t) \lambda + F(\Delta_2(\theta), t) \quad t \in [0, T] \quad (13)
 \end{aligned}$$

Подставляя правую часть (13) в (9), (10) получим решение специальной задачи Коши с параметрами:

$$\begin{aligned}
 u_1(t) = & X(t) \int_0^t X^{-1}(\tau) \{D(\Delta_2(\theta), \tau)\lambda + F(\Delta_2(\theta), \tau) + \\
 & + \int_0^T \Gamma(\Delta_2(\theta), \tau, s; 1) [D(\Delta_2(\theta), s)\lambda + F(\Delta_2(\theta), s)] ds \} d\tau + X(t) \int_0^t X^{-1}(\tau) \int_0^T K(\tau, s) ds d\tau \lambda + \\
 & + X(t) \int_0^t X^{-1}(\tau) \left\{ \left[A(\tau) + \int_0^\theta K(\tau, s) ds \right] x^0 + f(\tau) \right\} d\tau, \quad t \in [0, \theta), \quad (14)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 u_2(t) = & X(t) \int_\theta^t X^{-1}(\tau) \{D(\Delta_2(\theta), \tau)\lambda + F(\Delta_2(\theta), \tau) + \\
 & + \int_0^T \Gamma(\Delta_2(\theta), \tau, s; 1) [D(\Delta_2(\theta), s)\lambda + F(\Delta_2(\theta), s)] ds \} d\tau + X(t) \int_\theta^t X^{-1}(\tau) [A(\tau) + \\
 & + \int_0^T K(\tau, s) ds] d\tau \lambda + X(t) \int_0^t X^{-1}(\tau) \left[\int_0^\theta K(\tau, s) ds x^0 + f(\tau) \right] d\tau, \quad t \in [\theta, T] \quad (15)
 \end{aligned}$$

Из (14), (15) определим $\lim_{t \rightarrow \theta-0} u_1(t)$, $\lim_{t \rightarrow T-0} u_2(t)$ и, подставив им соответствующие выражения в условия импульсного воздействия (7) и краевое условие (8), получим следующую систему линейных алгебраических уравнений относительно параметров $\lambda \in R^n$, $\mu \in R^n$:

$$\begin{aligned}
 BX(\theta) \int_0^\theta X^{-1}(\tau) \left[D(\Delta_2(\theta), \tau) + \int_0^T \Gamma(\Delta_2(\theta), \tau, s; 1) D(\Delta_2(\theta), s) ds + \int_\theta^T K(\tau, s) ds \right] d\tau \lambda + \\
 + C\lambda + D\mu = d - Bx^0 - BX(\theta) \int_0^\theta X^{-1}(\tau) \left[F(\Delta_2(\theta), \tau) + \int_0^T \Gamma(\Delta_2(\theta), \tau, s; 1) F(\Delta_2(\theta), s) ds + \right. \\
 \left. + \left(A(\tau) + \int_0^\theta K(\tau, s) ds \right) x^0 + f(\tau) \right] d\tau, \quad (16)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \left\{ I + X(T) \int_\theta^T X^{-1}(\tau) \left[D(\Delta_2(\theta), \tau) + \int_0^T \Gamma(\Delta_2(\theta), \tau, s; 1) D(\Delta_2(\theta), s) ds + A(\tau) + \right. \right. \\
 \left. \left. + \int_\theta^T K(\tau, s) ds \right] d\tau \right\} \lambda = x^1 - X(T) \int_\theta^T X^{-1}(\tau) \left[F(\Delta_2(\theta), \tau) + \right. \\
 \left. = \int_0^T \Gamma(\Delta_2(\theta), \tau, s; 1) F(\Delta_2(\theta), s) ds + \int_0^\theta K(\tau, s) ds x^0 + f(\tau) \right] d\tau. \quad (17)
 \end{aligned}$$

Систему уравнений (16), (17) запишем в виде:

$$Q_*(\Delta_2(\theta)) \begin{pmatrix} \lambda \\ \mu \end{pmatrix} = -F_*(\Delta_2(\theta)). \quad (18)$$

Здесь блочные элементы матрицы $Q_*(\Delta_2(\theta)) = \begin{pmatrix} Q_{11} & Q_{12} \\ Q_{21} & Q_{22} \end{pmatrix} : R^{2n} \rightarrow R^{2n}$ определяются равенствами:

$$Q_{11} = BX(\theta) \int_0^\theta X^{-1}(\tau) \left[D(\Delta_2(\theta), \tau) + \int_0^T \Gamma(\Delta_2(\theta), \tau, s; 1) D(\Delta_2(\theta), s) ds + \int_\theta^T K(\tau, s) ds \right] d\tau + C,$$

$$Q_{21} = I + X(T) \int_{\theta}^T X^{-1}(\tau) \left[D(\Delta_2(\theta), \tau) + \int_0^{\tau} \Gamma(\Delta_2(\theta), \tau, s; 1) D(\Delta_2(\theta), s) ds + A(\tau) + \int_{\theta}^{\tau} K(\tau, s) ds \right] d\tau,$$

$Q_{12} = D$, $Q_{22} = 0$, координаты вектора $F_*(\Delta_2(\theta)) \in R^{2n}$ определяются правой частью системы (16), (17).

Имеет место следующее утверждение.

Теорема. Пусть интегральное уравнение Фредгольма второго рода (12) однозначно разрешима. Тогда

а) задача (1)-(3) разрешима тогда и только тогда, когда вектор $F_*(\Delta_2(\theta)) \in R^{2n}$ ортогонален

к ядру транспонированной матрицы $(Q_*(\Delta_2(\theta)))'$;

б) задача (1)-(3) однозначно разрешима тогда и только тогда, когда матрица $Q_*(\Delta_2(\theta)): R^{2n} \rightarrow R^{2n}$ обратима.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Nesterenko O.B. Iteration method for the solution of integro-differential equations with constraints // Nonlinear Oscillations. – 2007. – Vol. 10, N 3. – P. 339-350.
- 2 Luchka A.Yu., Nesterenko O.B. Projection method for the solution of integro-differential equations with restrictions and control // Nonlinear Oscillations. – 2008. – Vol. 11, N 2. – P. 219-228.
- 3 Luchka A.Yu., Nesterenko O.B. Construction of solutions of integro-differential equations with restrictions and control by projection-iterative method // Nonlinear Oscillations. – 2009. – Vol. 12, N 1. – P. 85-93.
- 4 Samoilenko A.M., Ronto N.I., Ronto V.A. Dvukhtocheynaya kraevaya zadacha s parametrom v kraevikh usloviyakh // Doklady AN Ukrainsoi SSR. Ser. fiz.-matem. i tekhn. nauki. – 1985. – T. 7. – S. 22-26.
- 5 Dzhumabaev D.S., Minglibaeva B.B. Korrektnaya razreshimost' lineinoi dvukhtocheynoi kraevoi zadachi s parametrom // Matematicheski zhurnal. – 2004. – T. 4, N 1. – S. 41-51.
- 6 Dzhumabaev D.S. A method for solving the linear boundary value problem for an integro-differential equation // Computational mathematics and mathematical physics. – 2010. – Vol. 50, N 7. – P. 1150-1161.

Резюме

Д. С. Жұмабаев, Е. Болганысов

(ҚР БҒМ Математика және математикалық үлгілеу институты, Алматы, Қазақстан Республикасы, Алматы жол қатынастары техника-экономикалық колледжі, Алматы, Қазақстан Республикасы)

ИМПУЛЬСТІК ӘСЕРІ БАР ФРЕДГОЛЬМ ИНТЕГРО-ДИФФЕРЕНЦИАЛДЫҚ ТЕҢДЕУІ ҮШІН ПАРАМЕТРЛІ СЫЗЫҚТЫ ШЕТТІК ЕСЕПТІҢ ШЕШІЛІМДІЛІГІ

Импульстік әсері бар Фредгольм интегро-дифференциалдық теңдеуі үшін сызықты басқару есебі қарастырылады. Қарастырылып отырған есептің шешілімділігінің шарттары алынған.

Тірек сөздер: сызықтық, параметрлер, теңдеулер, импульс, есеп.

Summary

D. S. Dzhumabaev, E. Bolganisov

(Institute of mathematics of the Ministry of Education And Science of The Republic of Kazakhstan, Almaty, Almaty technical and economic college of means of communication, Almaty, Republic of Kazakhstan)

A SOLVABILITY OF LINEAR BOUNDARY VALUE PROBLEM WITH PARAMETER FOR IMPULSIVE FREDHOLM INTEGRO-DIFFERENTIAL EQUATIONS

Linear problem of control by impulse effect to Fredholm integro-differential equation is considered. Solvability conditions of considering problem are obtained.

Keywords: linear parameters of the equation, the momentum, the task.

Поступила 2.09.2013г.

Ш. М. МАМАЕВ

(Московский физико-технический институт, Москва, Россия)

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ БАЛКИ ПРИ ПОПЕРЕЧНОМ УДАРЕ ДВИЖУЩЕЙСЯ НАГРУЗКОЙ

Аннотация. Проведены исследования нестационарных процессов в балке при действии нормальной к её поверхности нагрузки, движущейся с постоянной скоростью. Установлено, что наибольшие напряжения реализуются в закреплённом сечении балки в различные моменты времени в зависимости от скорости перемещения внешней нагрузки. С увеличением скорости перемещения нагрузки наибольшие напряжения в области закреплённого конца балки снижаются, в то время как уровни локальных нормальных и сдвиговых напряжений в районе границ её действия возрастают в большей мере, приближаясь к предельным значениям в соответствии с известным экспериментальным фактом: при высоких скоростях разрушение балки обусловлено напряжениями среза.

Ключевые слова: балка, главное, нормальное, сдвиговое напряжение, интерференция, дифракция, отражение, разрушение.

Тірек сөздер: аркалык, басты, калыпты, жылжу кернеуі, интерференция, дифракция, шағылысу, қирау.

Keywords: beam, main, normal, shear stress, interference, diffraction, reflection, destruction.

1. Введение. Анализ работ, посвящённых нестационарным задачам в пространственных конструкциях, показывает, что в подавляющем большинстве из них исследуются проблемы распространения продольных волн. Однако важные теоретические и прикладные результаты, полученные в них, не охватывают отдельные особенности динамических явлений, происходящих при поперечном ударе по телу. В последнем случае усиливаются эффекты отражения, дифракции, интерференции, т.е. взаимодействия различных типов волн и выявление наиболее опасных их сочетаний с точки зрения работоспособности конструкции становится актуальной задачей. Влияние взаимодействия различных типов волн осложняется и усиливается при действии локальной нагрузки и особенно в том случае, когда область действия локальной нагрузки перемещается по поверхности исследуемого тела с определенной скоростью. Актуальность динамической задачи в такой постановке определяется не только научным интересом, но и прикладной ценностью. В самом деле, можно привести множество примеров, когда область действия внешней нагрузки перемещается по поверхности тела. Это, прежде всего, мосты с многовековой историей развития расчетных методов [1]. Действие волн на силовые конструкции причалов, действия ветряных порывов на строительные сооружения, на лопасти ветроколес, цунами – на береговые сооружения, смерчи и т.д. Одним из примеров является удар птицы по рабочей лопатке вентилятора, встречающийся при эксплуатации авиационных двигателей. Этот перечень проблем подтверждает научную и техническую актуальность задачи о динамическом изгибе бруса конечных размеров поперечной нагрузкой, перемещающейся по ширине его поверхности с определенной скоростью.

Изгиб защемленной балки при ударных нагрузках исследовался в [2]. Для анализа изгиба полого бруса прямоугольного сечения из линейно-деформируемых, вязко-упругих и упруго-пластических тел в [3] использовался численный метод характеристических поверхностей. Динамический изгиб консольно-закрепленной ортотропной балки методом бихарактеристик изучался в [4]. Из-за неустойчивости разработанного численного алгоритма задача считалась на малых промежутках времени, когда явления отражения, дифракции, интерференции волн не проявляются в полной мере. В [5] была улучшена устойчивость разностной схемы, а также метод пространственных бихарактеристик развит на упруго-пластические задачи. Из сказанного следует, что особый интерес представляют случаи, когда удар осуществляется по локальной поверхности балки и площадка удара перемещается по ее ширине с некоторой скоростью. Предварительный анализ показывает, что механизм сопротивления бруса существенно зависит от скорости c° передвижения площадки F действия ударной нагрузки. При высоких скоростях c° вязко-пластические характеристики материала не успевают проявиться. Материал бруса в этом случае может рассматриваться как линейно-деформируемый материал. Настоящая работа выполнена в этих рамках и для этого случая

разработан и описан алгоритм численного интегрирования уравнений динамики упругого тела, а также представлены и обсуждены отдельные результаты исследования напряженности трехмерного бруса с прямоугольным поперечным сечением. При низких скоростях c° перемещения площадки F удара, по-видимому, можно пренебречь динамическими эффектами и задачу следует рассмотреть в квазистатической постановке. Наконец, некоторые скорости c° могут оказаться близкими к критическим, связанным с автоколебаниями бруса.

Исследуется сопротивление ударным нагрузкам консольно-закрепленной балки в форме параллелепипеда с прямоугольным поперечным сечением. Все остальные поверхности свободны от внешних воздействий за исключением части боковой поверхности, где с постоянной скоростью c° перемещается ограниченная площадка F , на которую действует нормально распределенная нагрузка куполообразной формы. Решение трехмерной задачи Коши для тела конечных размеров при нулевых начальных и описанных краевых условиях отыскивается численно на основе конечно-разностных уравнений динамики линейно деформируемого тела. Последние получены на основе сочетаний методов пространственных бихарактеристик и расщепления. Разработанный ранее [5] алгоритм решения динамических задач здесь обобщен на случай задач с движущимися граничными условиями. Результаты решения задачи представлены графиками и особенности протекания нестационарных процессов подробно обсуждаются. Проанализирован возможный характер разрушения балки при перемещениях области воздействия динамической нагрузки и исследовано влияние скорости c° перемещения нагрузки на уровень максимальных (опасных с точки зрения работоспособности) напряжений.

2. Постановка задачи. Рассматривается балка призматической формы с размерами $0 \leq x_\alpha \leq L_\alpha$ ($\alpha = 1, 2, 3$). Расчетные исследования выполняются на основе разрешающих уравнений, представленных в безразмерных координатах

$$t^* = tc_1/L_2; \sigma_{\alpha\beta}^* = \sigma_{\alpha\beta}/(\rho c_1^2); v_\alpha^* = v_\alpha/c_1; c_1^2 = (\lambda + 2\mu)/\rho. \quad (1)$$

Здесь t – время, L_2 – продольная длина балки, ρ , λ , μ – плотность и параметры Ламэ материала балки, c_1 – скорость распространения продольной волны, $\sigma_{\alpha\beta}$ ($\alpha, \beta = 1, 2, 3$) – компоненты тензора напряжений, v_α – компоненты вектора скорости частицы. Разрешающая система из девяти уравнений относительно безразмерных компонент вектора скоростей частиц v_α и тензора напряжений $\sigma_{\alpha\beta}$ состоит из уравнений движения и физических соотношений (при написании последующих соотношений верхние индексы * опущены)

$$\begin{aligned} \partial v_\alpha / \partial t - \sigma_{\alpha\beta,\beta} &= 0, \\ \partial \sigma_{\alpha\beta} / \partial t - \lambda v_{\gamma,\gamma} \delta_{\alpha\beta} - \mu(v_{\alpha,\beta} + v_{\beta,\alpha}) &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

В (2) по одинаковым индексам подразумевается суммирование, а запятая перед индексом означает операцию дифференцирования по соответствующей переменной.

Отыскивается решение системы уравнений (2) при нулевых начальных условиях для всей балки

$$v_\alpha = 0, \quad \sigma_{\alpha\beta} = 0 \quad (3)$$

и следующих граничных условиях. Грань $x_2 = L_2$ жестко закреплена, т.е.

$$v_\alpha = 0. \quad (4)$$

Все оставшиеся грани балки свободны от напряжений и только в пределах полосы $x_2 \in [x_2^\circ - b_1, x_2^\circ + b_1]$ по грани $x_3 = 0$ в моменты времени $t > 0$ перемещается вдоль оси x_1 с постоянной скоростью c° локально распределенное нормальное напряжение

$$\sigma_{33}(x_1, x_2; t) = A \times [(x_1 - c^\circ t) \times (x_1 + 2a_1 - c^\circ t)]^2 \times (x_2^2 - b_1^2)^2 / (a_1 b_1)^4 \quad \text{при } c^\circ t - 2a_1 \leq x_1 \leq c^\circ t. \quad (5)$$

Здесь $2a_1$ – протяженность области действия локальной нагрузки по оси x_1 . Точка с координатами $x_1 = c^\circ t$, $x_2 = x_2^\circ$ на грани $x_3 = 0$ является центром куполообразной перемещающейся нагрузки с максимальным значением A .

3. Метод решения. Девять линейных уравнений в частных производных (2) относительно трёх компонент вектора скорости перемещения частиц v_α и шести компонент тензора напряжений $\sigma_{\alpha\beta}$ являются уравнениями гиперболического типа и задачи Коши с начальными (3) и граничными условиями (4), (5) имеют единственные решения [6]. Для построения эффективного алгоритма

решения трехмерной динамической задачи проведено расщепление системы уравнений (2) по пространственным переменным [4]

$$\begin{cases} \partial v_\alpha / \partial t - \sigma_{\alpha\beta,\beta} = A_{\alpha\beta}, \\ \partial \sigma_{\alpha\beta} / \partial t - [\mu + (\lambda + \mu)\delta_{\alpha\beta}] v_{\alpha,\beta} = B_{\alpha\beta}. \end{cases} \quad (6)$$

В (6) введены обозначения

$$A_{\alpha\beta} = \sigma_{\alpha\gamma,\gamma} - \sigma_{\alpha\beta,\beta}, \quad B_{\alpha\beta} = [\lambda(v_{\gamma,\gamma} - v_{\alpha,\beta}) - \mu v_{\alpha,\beta}] \delta_{\alpha\beta} + \mu v_{\beta,\alpha}. \quad (7)$$

Здесь индексы α и β фиксированы, а по γ ведется суммирование.

Три ($\alpha = 1,2,3$) группы уравнений, каждая из которых состоит из системы двух разрешающих уравнений (6) (при $\beta = 1,2,3$) описывает одномерный процесс распространения волн в плоскости, образованной осью времени t и текущей пространственной координатой x_α . Уравнения (6) адекватно описывают динамические явления, охватываемые системой уравнений (2). В каждой из указанных групп другие компоненты вектора скорости частиц и тензора напряжений оказывают влияние на динамический процесс распространения одномерной волны величинами (7), которые находятся в правой части системы уравнений (6). Система уравнений (6) имеет две действительные бихарактеристики

$$dx_\alpha = \pm a_{\alpha\beta} dt, \quad a_{\alpha\beta} = [\mu + (\lambda + \mu)\delta_{\alpha\beta}]^{0.5} \quad (8)$$

и соответствующие дифференциальные условия на них

$$d\sigma_{\alpha\beta} \mp dv_\beta = (B_{\alpha\beta} \pm a_{\alpha\beta} A_{\alpha\beta}) dt. \quad (9)$$

Здесь $a_{\alpha\beta}$ – собственные значения матрицы системы уравнений (6). Таким образом, уравнениями (8), (9) в каждой из трех плоскостей x_α ($\alpha = 1,2,3$) определяются три семейства бихарактеристик положительного и отрицательного направлений и дифференциальные условия на них.

4. Конечно-разностные уравнения. Численное решение строится на слоях по времени, ограниченных гиперплоскостями $t = \text{const}$ в четырехмерном пространстве x_α ($\alpha=1,2,3$), t . Рассматриваемое тело разбивается плоскостями $x_\alpha = \text{const}$ на элементарные призмы, вершины которых $x_\alpha = n_\alpha \cdot h_\alpha$, $t = k \cdot \tau$ являются узловыми точками. Здесь h_α , τ – шаги по пространственной и временной координатам; n_α ($1 \leq n_\alpha \leq N_\alpha$) и k – текущие номера координат узлов и гиперплоскости. При решении динамической задачи используется явная двухслойная разностная схема. Она позволяет установить компоненты скоростей частиц v_α и тензора напряжений $\sigma_{\alpha\beta}$ в узловых точках x_α в моменты времени $t = (k+1) \cdot \tau$ по их значениям на гиперплоскости $t = k \cdot \tau$. Для получения расчетных соотношений из узла с координатами x_α , $t = (k+1) \cdot \tau$ проводятся бихарактеристики с наклонами $a_{\alpha\beta}$ (см. (8)) до пересечения с гиперплоскостью $t = k \cdot \tau$. Проинтегрировав соотношения (9) вдоль соответствующих бихарактеристик и исключив из получившихся равенств $\sigma_{\alpha\beta}$ и v_α , можно получить зависимости для определения частных производных $\sigma_{\alpha\beta,\beta}$ и $v_{\alpha,\beta}$ на гиперплоскости $t = (k+1) \cdot \tau$

$$\alpha_{\alpha\beta}^2 v_{\alpha,\beta} + \alpha_{\alpha\beta} \sigma_{\alpha\beta,\beta} = f(\pm \alpha\beta). \quad (10)$$

Здесь правая часть $f(\pm \alpha\beta)$ определяется значениями искоемых функций и значениями их производных только на гиперплоскости $t = k \cdot \tau$ в точках пересечения с бихарактеристиками, угол наклона которых составляет $\pm a_{\alpha\beta}$

$$\begin{aligned} f(\pm \alpha\beta) = & (B_{\alpha\beta})^\pm - (\partial \sigma_{\alpha\beta} / \partial t)^0 \pm a_{\alpha\beta} [(\partial v_\alpha / \partial t)^0 - (A_{\alpha\beta})^\pm] + \\ & + (2/\tau) \{ (\sigma_{\alpha\beta})^\pm - (\sigma_{\alpha\beta})^0 \pm a_{\alpha\beta} [(v_\alpha)^0 - (v_\alpha)^{\beta\pm}] \} \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь верхний индекс β - указывает направление интерполяции.

В [4] для вычисления неизвестных величин $(\sigma_{\alpha\beta})^\pm$ и $(v_\alpha)^{\beta\pm}$ используется квадратичное интерполирование, а величины $(B_{\alpha\beta})^\pm$ и $(A_{\alpha\beta})^\pm$ находятся линейным интерполированием. Расчетные схемы, в которых используются операции интерполирования по узловым точкам в направлении соответствующих координатных осей, проявляют признаки неустойчивости решения при отражениях и интерференциях волн. В целях улучшения устойчивости разностной схемы в [5] операция интерполирования заменена разложением искоемых величин в ряд Тейлора в окрестности узловых точек с сохранением принятой точности аппроксимации. При этом

$$f(\pm \alpha\beta) = a_{\alpha\beta}^2 \left[(v_{\alpha,\beta})^0 + \tau(\sigma_{\alpha\gamma,\gamma\beta})^0 \right] \pm a_{\alpha\beta} \left\{ (\sigma_{\alpha\beta,\beta})^0 + \tau \left[\lambda(v_{\gamma,\gamma\beta})^0 \delta_{\alpha\beta} + \mu(v_{\alpha,\alpha\beta} + v_{\beta,\beta\alpha})^0 \right] \right\}. \quad (12)$$

Производные функции в правой части выражения (12) в текущем внутреннем и граничном узле исследуемой области аппроксимировались центрированными и односторонними разностями. Подставляя выражения (12) в (10), найдены производные $v_{\alpha\beta}$ и $\sigma_{\alpha\beta,\beta}$ на гиперплоскости $t = (k+1) \cdot \tau$. Затем, учитывая найденные значения производных и интегрируя уравнения (6) по времени, были получены значения искоемых функций v_α и $\sigma_{\alpha\beta}$ на гиперплоскости $t = (k+1) \cdot \tau$. Способы получения разрешающих уравнений на граничных поверхностях, ребрах и в вершинах трехгранных углов подробно описаны в [5, 7]. При реализации описанного алгоритма шаги h_α и τ пространственно-временной сетки выбирались в соответствии с условием устойчивости [8]

$$\max \left(\sum_{\alpha=1}^3 |a_{\alpha\beta}| \tau / h_\alpha \leq 1 \right). \quad (13)$$

5. Некоторые результаты и их обсуждение. Ниже представлены результаты решения упругой динамической задачи для балки в форме параллелепипеда с прямоугольным сечением и относительными размерами $L_1=0.4$, $L_2=1.0$, $L_3=0.15$. Задача решалась на сетке $17*41*7$ ($h_1 = h_2 = h_3 = h = 0.025$, $\tau = 0.00625$). Скорость распространения продольной волны $c_1 = 5000 \text{ м/сек}$. Параметры Ламе материала балки составляют $\lambda = 115.4 \text{ ГПа}$, $\mu = 76.7 \text{ ГПа}$. В расчетах полагали, что относительное значение амплитуды внешней нагрузки A (см. (5)) равно -0.5413 . Центральная линия действия внешней нагрузки $x_2 = 10h$, полуширина $b_1 = 2h$ и протяженность $2a_1$ нагрузки по оси x_1 равна $6h$. В перечисленных числовых условиях исследовалось влияние скорости перемещения нагрузки c° на распределение динамических напряжений в балке с определением максимальных значений компонентов напряжения, которые могли бы быть опасными с точки зрения разрушений. В расчетах рассматривались следующие восемь значений скорости c° перемещения нагрузки (5)

$$c^\circ = c_1/4 = 1250 \text{ м/с}, \quad c^\circ = c_1/5 = 1000 \text{ м/с}, \quad c^\circ = c_1/8 = 625 \text{ м/с}, \quad c^\circ = c_1/10 = 500 \text{ м/с}, \\ c^\circ = c_1/16 = 312.5 \text{ м/с}, \quad c^\circ = c_1/20 = 250 \text{ м/с}, \quad c^\circ = c_1/40 = 125 \text{ м/с}, \quad c^\circ = c_1/80 = 62.5 \text{ м/с}.$$

Надежность работы элемента конструкции в заданных условиях его эксплуатации обеспечивается соблюдением условия прочности. По критерию прочности по наибольшим напряжениям используются главные нормальные напряжения. Определение величины главных напряжений описаны в [9, 10].

Перед анализом влияния скорости c° перемещения нагрузки (5) на состояние балки обсуждаются результаты расчетов при одной скорости.

5.1. Распределение напряжений при одной скорости c° . Типичные события, имеющие место в балке при действии на неё движущейся нагрузки, рассматриваются в случае средней скорости ($c^\circ = c_1/16$) перемещения нормальной нагрузки (5) по грани $x_3 = 0$. В этом случае нормальная нагрузка σ_{33} (5) начинает действовать на балку с момента времени $t > 0$, постепенно увеличивая площадку своего действия. В промежутке времени от $t = 192\tau$ и до $t = 1316\tau$ нормальная нагрузка σ_{33} (5) действует по всей площади $2a_1 \times 2b_1$ и только в момент времени $t = 1408\tau$ заканчивается её действие.

Первое еще слабое динамическое возмущение достигает противоположную по толщине поверхность $x_3 = 6h$ в момент времени $t = 24\tau$ и успевает многократно отразиться от граничных поверхностей ($x_3 = 0$, $x_3 = 6h$). Таким образом, отраженные от поверхности $x_3 = 6h$ волны напряжений и динамическое возмущение от движущейся по поверхности $x_3 = 0$ нагрузки уже с моментов времени $t > 24\tau$ накладываются друг на друга, определяя сложное напряженное состояние в точке в текущий момент времени.

На рисунке 1 представлено распределение главных нормальных напряжений σ_1 в тыльной поверхности $x_3 = 6h$ в моменты времени $t = 192\tau(a)$ и $t = 512\tau(b)$. Наибольшие значения главных напряжений достигаются на линии $x_2 = 10h$ (линия по которой проходит минимальное значение внешней нагрузки) и с возрастанием времени перемещается по этой линии вглубь по x_1 . На рисунке 2, 3 представлены распределение касательных напряжений σ_{23} в плоскости $x_2 = 8h$ и $x_3 = 2h$ в моменты времени $t = 192\tau(a)$ и $t = 512\tau(b)$. Максимальные значения касательных напряжений σ_{23} реализуются в плоскости $x_2 = 8h$ приблизительно на глубине $x_3 \in (2h, 3h)$ и с возрастанием времени перемещается вглубь по x_1 . Из распределения напряжений в плоскости $x_3 = 2h$ видно при переходе

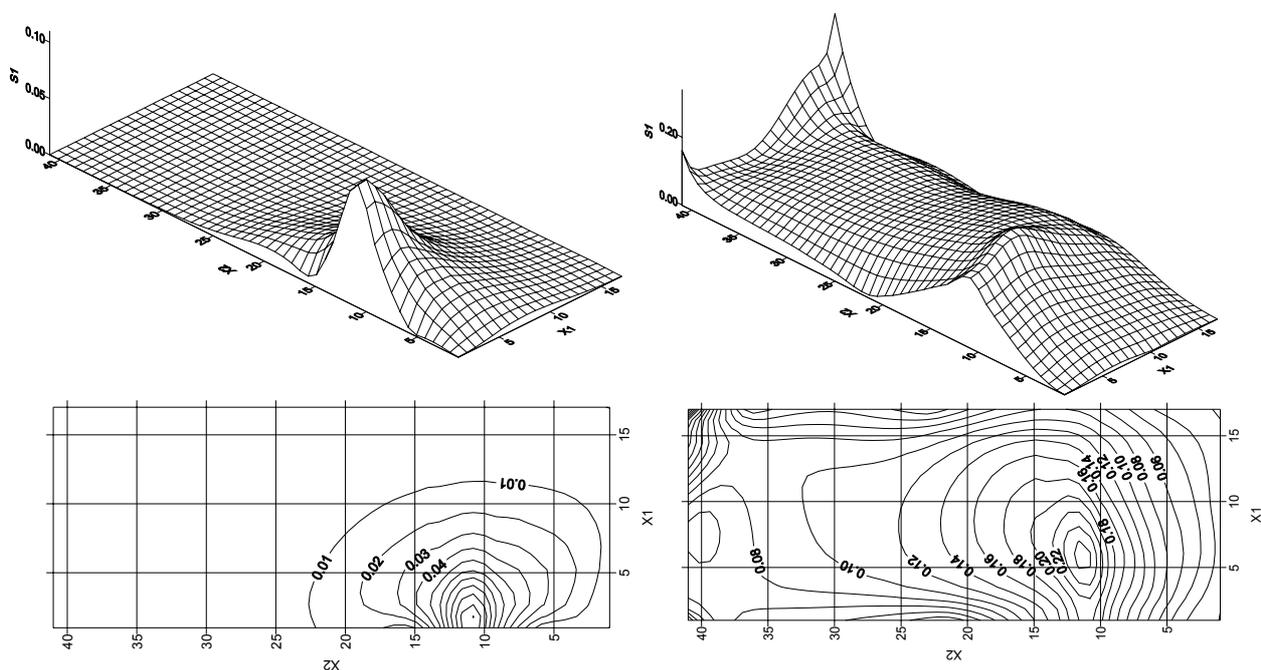


Рисунок 1 – Распределение главного напряжения σ_1 на поверхности $x_3=6h$ в момент времени $t=192\tau$ (а), $t=512\tau$ (б) при $c^0=0.0625$

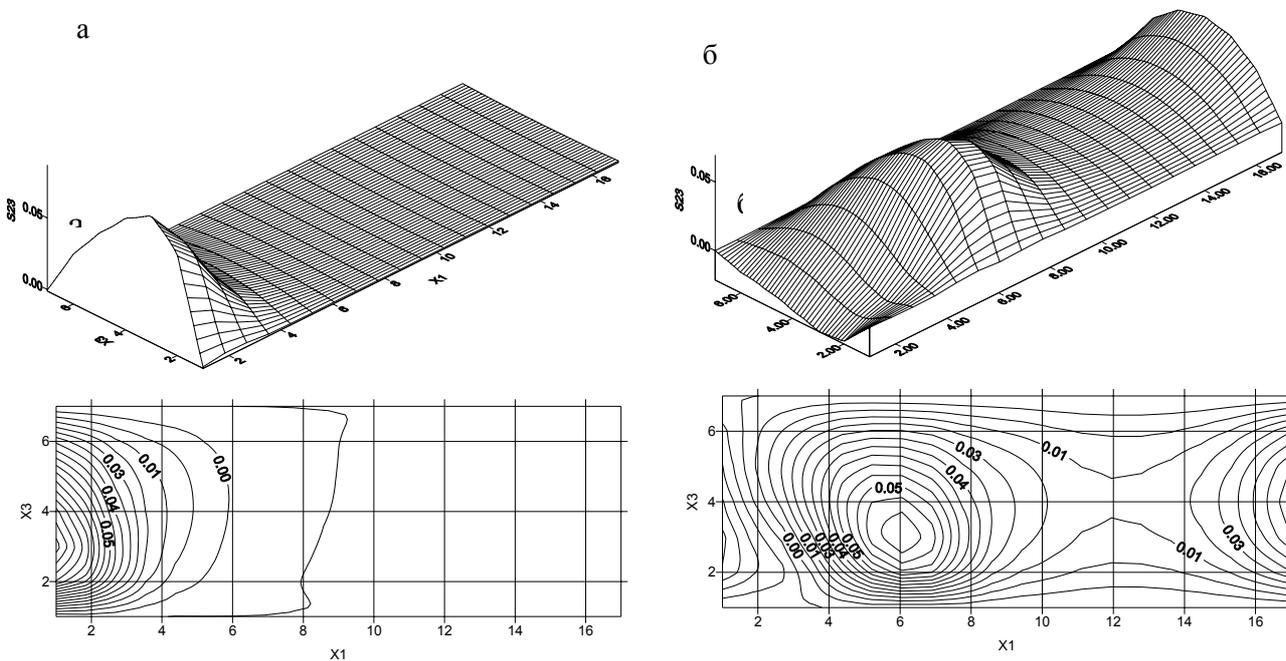


Рисунок 2 – Распределение касательных напряжений σ_{23} в плоскости $x_2=8h$ в моменты времени $t = 192\tau$ (а) и $t = 512\tau$ (б) при $C^0=0.0625$

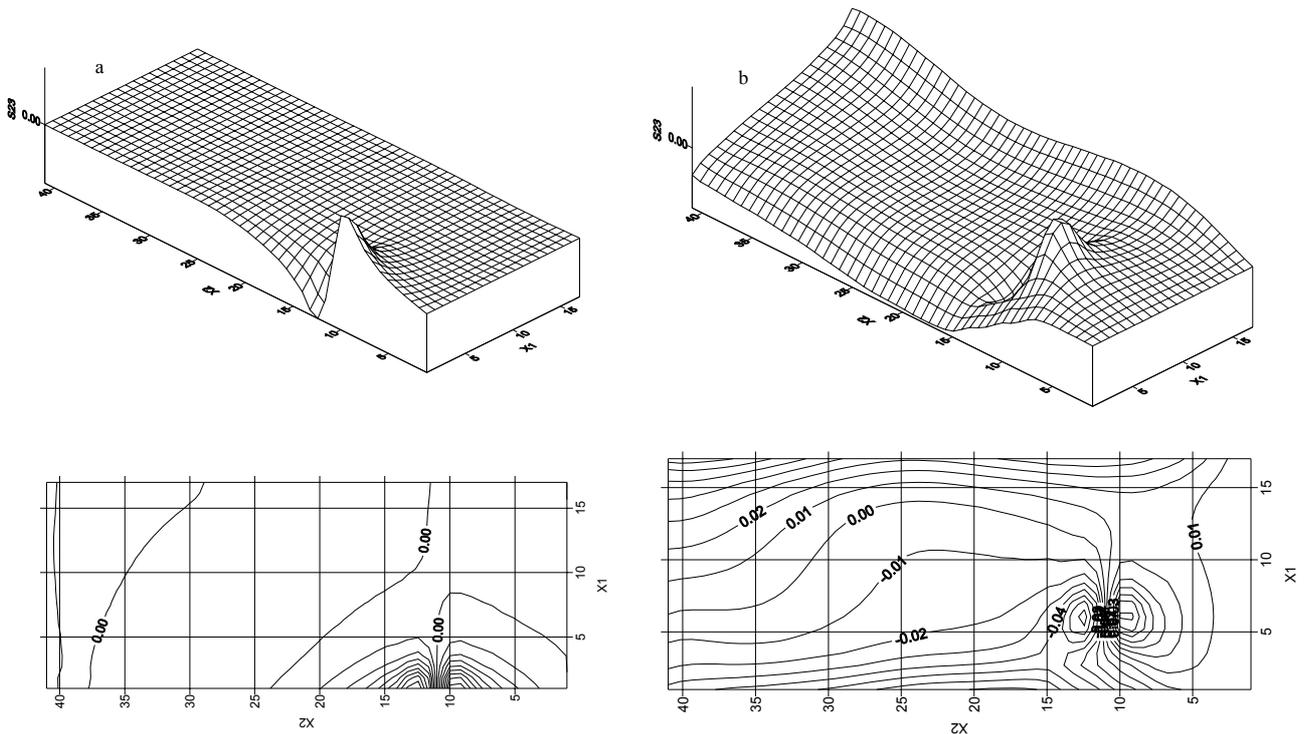


Рисунок 3 – Распределение касательных напряжений σ_{23} в плоскости $x_3=2h$ в моменты времени $t = 192\tau$ (а) и $t = 512\tau$ (б) при $C^0=0.0625$

сечения $x_2=10h$, линия по которой проходит минимум внешней нагрузки, напряжение меняет знак с «+» на «-». Наибольшие и наименьшие значения напряжений достигаются на границе полосы действия нагрузки $x_2=8h$ (положительны), $x_2=12h$. (отрицательны).

На рисунке 4а представлена осциллограмма наиболее опасных растягивающих главных напряжений σ_1 в следующих точках линии ($x_2=10h, x_3=6h$): $x_1=0$ (кривая 1), $x_1=2h$ (кривая 2), $x_1=4h$ (кривая 3), $x_1=12h$ (кривая 7), $x_1=14h$ (кривая 8), $x_1=16h$ (кривая 9). Несмотря на сложное взаимодействие отраженных волн напряжений и динамических возмущений, в каждой точке пробивается

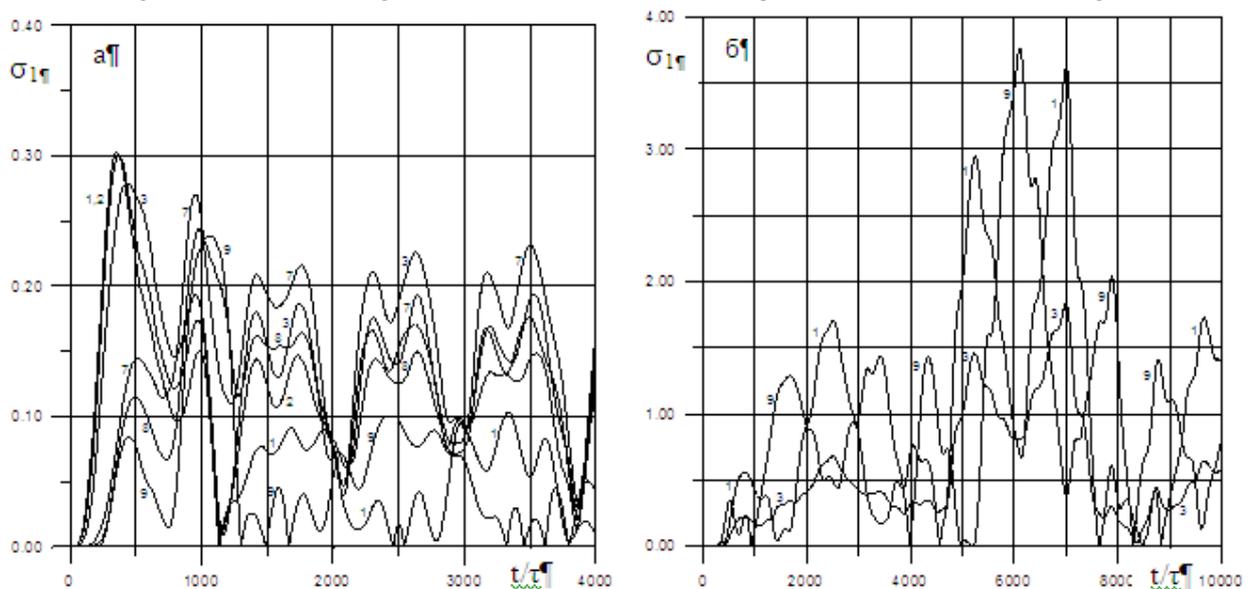


Рисунок 4 – Осциллограмма главных напряжений на линии а($x_2=10h, x_3=6h$), б($x_2=40h, x_3=6h$)

свой закон периодичности возрастания и убывания напряжений, обусловленный конечными размерами балки. Обращает внимание, что максимальное значение главного напряжения σ_1 достигается практически на начальном этапе ($t=355\tau$, четверть времени действий внешней нагрузки) передвижения нагрузки по поверхности $x_3 = 0$. Одновременно передний фронт возмущения, двигаясь в направлении оси x_1 , достигает в момент времени $t=64\tau$ поверхности $x_1 = 16h$, приводя к появлению отраженных от нее нормальных составляющих и диспергированных от угловых точек волн сдвига, которые обуславливают сложное взаимодействие с существующими возмущениями.

Локально распределенная нагрузка (5) по мере своего передвижения вызывает не только изгиб балки, но и ее кручение. Действительно, первое динамическое возмущение достигает закрепленную поверхность $x_2 = 40h$ по линии $x_1 = 0$, в то время как другая сторона ($x_1 = 16h$) вступает в сопротивление заметно позже. На рисунке 4б представлена осциллограмма главного напряжения σ_1 в точках $x_1 = 0$ (кривая 1), $x_1 = 4h$ (кривая 3), $x_1 = 16h$ (кривая 9) на линии ($x_2 = 40h$, $x_3 = 6h$) закрепленной поверхности. Уровни напряжений в крайних точках ($x_1 = 0$ и $x_1 = 16h$) в один и тот же момент различны, что свидетельствует о том, что балка под действием движущейся нагрузки не только изгибается, но и подвергается кручению. Главные нормальные напряжения σ_1 на закрепленной поверхности $x_2 = 40h$ достигают своих максимальных значений значительно позже. Главные напряжения σ_1 достигают локального максимального значения в точке $1(0, 10h, 6h)$ в момент времени $t = 355\tau$, в то время как в угловых точках закрепленного конца $x_2 = 40h$ балки максимальное значение достигается только в моменты времени $t = 6110\tau$ и $t = 7004\tau$ (см. таблицу 1). В эти ($t = 6110\tau$ и $t = 7004\tau$) моменты времени балка не подвергается нагружению. Внешняя нагрузка перестала действовать с момента времени $t=1408\tau$ и обсуждаемое явление можно назвать последствием движущейся нагрузки.

В случае действия локальных нагрузок особый интерес представляют сдвиговые напряжения σ_{23} . Несмотря на то, что принятая внешняя нагрузка (5) является сглаженной (производные по осям x_1 и x_2 равны нулю в граничных точках действующей нагрузки) сдвиговые напряжения σ_{23} достигают опасных уровней на граничной линии $x_2 = (10 \pm 2) \cdot h$ движущейся нагрузки в моменты времени ($t = 1800\tau$, $t = 6150\tau$), далекие от начала действия нагрузки (см. таблица 1).

Из проведенного анализа видно, что вынужденные периодические изменения напряжений в балке, обусловленные движущейся нагрузкой, не затухают. Балка должна быть способной противостоять максимальным напряжениям, которые могут иметь место при сложном взаимодействии различных типов волн. Длительность волновых процессов в большей степени проявляется в балках с повышенной добротностью. Приведенные результаты особенно важны для балок с такими свойствами. Внутреннее сопротивление материала балки, а также необратимые пластические деформации приводят к затуханию колебаний. Эти явления здесь не обсуждаются и являются предметом отдельных исследований.

5.2. Влияние скорости c° перемещения нагрузки на напряжения в балке. Результаты расчетов, выполненные при различных скоростях c° передвижения нагрузки по поверхности $x_3=0$, трудно сравниваются из-за того, что при медленном её передвижении сказываются эффекты интерференции различных типов волн, которые в несколько меньшей мере проявляются при относительно быстром её передвижении. Кроме того, при медленном передвижении нагрузки балка подвергается внешнему воздействию в течение продолжительного времени и в совокупности большей нагрузки. На заключительные выводы о характере зависимостей напряжений от скорости c° передвижения нагрузки сильное влияние оказывают результаты расчетов, полученные при скорости $c^\circ = c_1/20$. С приближением к этой скорости с обеих сторон уровни расчетных напряжений приближаются к опасным. Максимальные напряжения достигаются в моменты времени, далеко удаленные от момента времени ($t = 1760\tau$), когда нагрузка перестала действовать на балку. Осциллограмма главных нормальных напряжений по-прежнему имеет периодический характер, но их амплитуда растет во времени (рисунок 5а). Расчеты были прекращены, как только было замечено снижение величины максимального расчетного напряжения σ_1 . Однако это не означает, что впредь амплитуда не будет расти. Таким образом, на фоне всех остальных результатов этот случай представляется аномальным. То обстоятельство, что амплитуда главных напряжений снижается после достижения определенного максимума свидетельствует о том, что применяемая расчетная схема решения динамической задачи является устойчивым. Описанная особенность осциллограммы

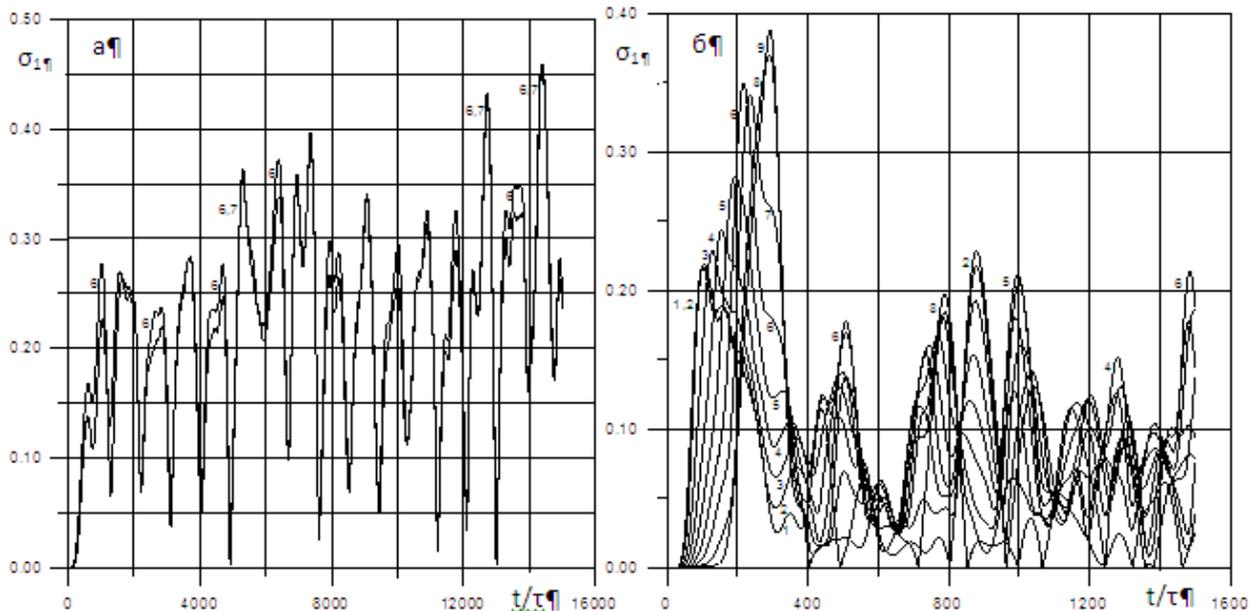


Рисунок 5 - Осциллограммы главных напряжений на линии ($x_2=10h, x_3=6h$) в точках: а) ($x_1=10h$), 7 ($x_1=12h$) при $c^0=1/20$; б) 1 ($x_1=0$), 2 ($x_1=2h$), ..., 9 ($x_1=16h$) при $c^0=1/4$.

главных напряжений обусловлена реальными событиями взаимодействия различных типов волн, а не погрешностями расчетного алгоритма. В рамках настоящей работы можно лишь предположить, что вблизи скорости $c^0 = c_1/20$ передвижения нагрузки находится критическая скорость, связанная с состоянием автоколебаний балки или с её собственной частотой колебаний. Эта проблема здесь не рассматривается, она требует отдельного изучения.

Результаты расчетов при всех скоростях приведены в таблице. Из приведенных данных можно видеть, что основная опасность для балки при скоростях передвижения нагрузки $c^0 < c_1/20$ (первые две строки) представляют главные нормальные напряжения σ_1 на закрепленной поверхности $x_2 = 40h$. При этом время появления максимального напряжения (например, $t = 8930\tau$ и $t = 7040\tau$, первая строка таблицы) приближается ко времени действия нагрузки при малых скоростях c^0 .

Таблица 1 – Экстремальные значения главных нормальных и сдвиговых напряжений

Скорость передвижения. Время действия нагрузки	Область действия нагрузки						Закрепленная поверхность		
	Нормальные напряжения на линии ($x_2=10h, x_3=6h$)			Сдвиговые напряжения на линии ($x_2=8h, x_3=2h$)			Нормальные напряжения на линии ($x_2=40h, x_3=6h$)		
	точка x_1	Время τ	σ_1	точка x_1	Время τ	σ_{23}	точка x_1	Время τ	σ_1
$c^0 = c_1/80$ $T = 7040 \tau$	2h	1658 τ	0.3457	h h	9743 τ 3649 τ	0.09113 -0.06657	16h	8930 τ	5.231
$c^0 = c_1/40$ $T = 3520 \tau$	4h	1210 τ	0.349	h 16h	522 τ 2237 τ	0.07943 -0.07206	16h	7222 τ	4.794
$c^0 = c_1/20$ $T = 1760 \tau$	10h	14396 τ	0.459	16h h	6433 τ 10000 τ	0.1278 -0.1318	0	14320 τ	4.924
$c^0 = c_1/16$ $T = 1408 \tau$	0	355 τ	0.309	16h 16h	6150 τ 1800 τ	0.1102 -0.1067	0 16h	7004 τ 6110 τ	3.624 3.766
$c^0 = c_1/10$ $T = 880 \tau$	h	240 τ	0.291	0	155 τ	0.1043	0	2165 τ	1.154
$c^0 = c_1/8$ $T = 704 \tau$	8h 16h	345 τ ; 565 τ	0.290 0.286	16h	570 τ	0.1192	0	1899 τ	0.8678
$c^0 = c_1/5$ $T = 440 \tau$	10h	257 τ	0.321	16h	361 τ	0.1512	16h	385 τ	0.4721
$c^0 = c_1/4$ $T = 352 \tau$	16h	292 τ	0.388	16h	293 τ	0.2184	16h	355 τ	0.47

Из-за возрастания времени действия нагрузки (5) при малых скоростях c° ее перемещения общая нагрузка увеличивается и уровни максимальных напряжений σ_1 , естественно, возрастают.

При скоростях $c^\circ > c_1/20$ акцент несколько меняется. Доминирующие значения максимальных напряжений в закрепленном сечении балки $x_2 = 40h$ снижаются. С ростом скорости c° передвижения нагрузки более опасными становятся локальные значения главных σ_1 и сдвиговых σ_{23} напряжений в окрестности области действия внешней нагрузки σ_{33} . Следует отметить, что величина главных напряжений в основном определяется нормальной компонентой напряжений σ_{22} . Из таблицы можно видеть, что с возрастанием скорости c° передвижения нагрузки степень повышения сдвиговых σ_{23} напряжений опережает темпы повышения главных напряжений σ_1 . В закрепленной поверхности тренд роста главных напряжений снижается. Таким образом, при больших скоростях c° передвижения нагрузки балка должна противостоять большим уровням сдвиговых напряжений. Следует обратить внимание ещё на то обстоятельство, что при высоких скоростях c° передвижения нагрузки максимальные значения напряжений достигаются в ранние расчетные моменты времени, уровень снижения амплитуды максимальных напряжений и выравнивание поля напряжений происходят быстрее. Время расчетов на рисунке 5б на порядок меньше, чем на рисунке 5а.

6. Заключение. В работе проведены исследования нестационарных процессов, имеющие место в относительно толстой балке при действии нормальной к ее поверхности нагрузки, движущейся с постоянной скоростью. Для этого разработан алгоритм численного решения трехмерных динамических задач теории упругости, основанный на явной двухслойной расчетной схеме во времени и расщеплении по пространственным переменным.

В результате проведенных исследований установлено, что наибольшие напряжения реализуются в закрепленном сечении балки в различные моменты времени в зависимости от скорости передвижения внешней нагрузки. С увеличением скорости перемещения нагрузки наибольшие напряжения в области крепления балки снижаются, в то время как уровни локальных напряжений (нормальных и сдвиговых) в районе границ ее действия возрастают в большей мере, приближаясь к предельным значениям, в соответствии с известным экспериментальным фактом: при высоких скоростях разрушение балки обусловлено напряжениями среза.

Представляется важным установленный для конкретных условий расчета и требующий дальнейших исследований «аномальный» результат при скорости $c^\circ = c_1/20$ перемещения нагрузки по поверхности балки, заключающийся в достижении максимальных значений напряжений в моменты времени далекие от момента времени, когда движущаяся нагрузка перестала действовать.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Пановко Я.Г., Губанова И.И. Устойчивость и колебания упругих систем. – М.: Наука, 1964. – 336 с.
- 2 Баженов Б. Г., Кибец А.И., Садырин А.И. О модификации схемы Уилкинса численного решения трехмерных динамических задач // Прикладные проблемы прочности и пластичности. – Горький, 1986. – Вып. 34. – С. 14-19.
- 3 Булычев Г.Г. Использование метода характеристических поверхностей в трехмерных задачах динамики изотропных упруго-пластических тел // Прикладные аспекты анализа распределенных систем. АН СССР, Институт физико-технических проблем, 1990. – С. 41-59.
- 4 Тарабрин Г.Т. Численное решение нестационарных задач динамики анизотропной упругой среды // Изв. АН СССР. – МТТ. – 1982. – № 2. – С. 83-95.
- 5 Каримбаев Т.Д., Мамаев Ш. Применение метода бихарактеристик к исследованию распространения упруго-пластических волн в параллелепипеде // Механика и моделирование процессов технологии. – Тараз, 1995. – Вып. 1. – С. 32-36.
- 6 Курант Р. Уравнения с частными производными. – М., 1964. – 930 с.
- 7 Ержанов Ж.С., Каримбаев Т.Д., Байтелиев Т. Волны напряжений в однородных и неоднородных средах. – Алматы: Гылым, 1998. – 141 с.
- 8 Магомедов К.М., Холодов А.С. Сеточно-характеристические численные методы. – М.: Наука, 1988. – 288 с.
- 9 Горшков А.Г., Старовойтов Э.И., Тарлаковский Д.В. Теория упругости и пластичности. – М.: Физматлит, 2002. – 415 с.
- 10 Мейз Дж. Теория и задачи механики сплошных сред / Пер. с англ. / Под ред. М. Э. Эглит. Изд. 3-е. – М.: Книжный дом «ЛИБРОКОМ», 2010. – 320 с.

REFERENCES

- 1 Panovko Ja.G., Gubanova I.I. Ustojchivost' i kolebanija uprugih sistem. – M.: Nauka, 1964. 336 s. (in Russ).
- 2 Bazhenov B. G., Kibec A.I., Sadyrin A.I. O modifikacii shemy Uilkinsa chislenного reshenija trehmernyh dinamicheskikh zadach // Prikladnye problemy prochnosti i plastichnosti./ Gor'kij, 1986. Vyp. 34. S. 14-19. (in Russ).

3 Bulychev G.G. Ispol'zovanie metoda harakteristicheskikh poverhnostej v trehmernyh zadachah dinamiki izotropnyh uprugoplasticheskikh tel. // Prikladnye aspekty analiza raspredelennyh sistem./ AN SSSR, Institut fiziko-tehnicheskikh problem, 1990. С. 41-59. (in Russ).

4 Tarabrin G.T. Chislennoe reshenie nestacionarnyh zadach dinamiki anizotropnoj uprugoj sredy // Izv. AN SSSR. MTT. 1982. №2. С. 83-95. (in Russ).

5 Karimbaev T.D., Mamaev Sh. Primenenie metoda biharakteristik k issledovaniju rasprostraneniya uprugoplasticheskikh voln v parallelepipede. // Mehanika i modelirovanie processov tehnologii. Taraz, 1995. Vyp. 1. S.32-36. (in Russ).

6 Kurant R. Uravneniya s chastnymi proizvodnymi. – М., 1964. 930 s. (in Russ).

7 Erzhanov Zh.S., Karimbaev T.D., Bajteliev T. Volny naprjazhenij v odnorodnyh i neodnorodnyh sredah. – Almaty: Gylym, 1998. 141 s. (in Russ).

8 Magomedov K.M., Holodov A.S. Setochno-harakteristicheskie chislennye metody.- М.: Nauka, 1988. 288 s. (in Russ).

9 Gorshkov A.G., Starovojtov Je.I., Tarlakovskij D.V. Teoriya uprugosti i plastichnosti. – М.:Fizmatlit, 2002. 415 s. (in Russ).

10 Mejz Dzh. Teoriya i zadachi mehaniki sploshnyh sred: Per. s angl./Pod red. Jeglit M.Je.. Izd. 3-e. – М.: Knizhnyj dom «LIBROKOM», 2010. 320 s. (in Russ).

Резюме

Ш. М. Мамаев

(Москва физика-техника институты, Мәскеу, Ресей)

ҚОЗҒАЛАТЫН ЖҮКТЕМЕМЕН АРҚАЛЫҚТЫ КӨЛДЕНЕҢ СОҚҚЫЛАУДЫ САНДЫҚ ЗЕРТТЕУ

Арқалықтың бетіне тұрақты жылдамдықпен қозғалатын қалыпты кернеу әсер еткенде пайда болған стационар емес процестерге зерттеулер жүргізілді. Ең үлкен кернеулер сыртқы жүктеменің қозғалу жылдамдығына байланысты әртүрлі уақыт кезеңінде арқалықтың қатты бекітілген қимасының маңында болатыны анықталды. Жүктеменің қозғалу жылдамдығы өскенде арқалықтың қатты бекітілген қимасының маңында ең үлкен кернеулердің шамасы азаяды, ал сол уақытта локаль қалыпты және жылжу кернеулерінің шамасы жүктеменің әсер ету ауданында және оның шекарасында өседі және өзінің шекті мәніне жақындайды. Бұл өте жоғары жылдамдықты соққыда арқалықтың қирауы жылжу кернеуінен болады деген белгілі эксперименталь фактке сай келеді.

Тірек сөздер: арқалық, басты, қалыпты, жылжу кернеуі, интерференция, дифракция, шағылысу, қирау.

Summary

Sh. M. Mamaev

(Moscow institute of physics and technology, Moscow, Russia)

NUMERICAL RESEARCH BEHAVIOUR OF THE BEAM AT CROSS BLOW MOVING LOADING

Researches non-stationary processes in a beam under the action of the normal to the surface of the load moving at a constant speed. Found that the maximum stresses are implemented in a fixed section of a beam at different times depending on the speed of the external load. With the increasing speed of the load maximum stresses in the attachment of a beam falling, while the levels of local normal and shear stresses in the limits of its action increases to a greater extent, approaching the limit values in accordance with the known experimental fact: the high rate of failure of beams due to shear stress.

Keywords: beam, main, normal, shear stress, interference, diffraction, reflection, destruction.

Поступила 08.08.2013 г.

А. Б. КОЛДАС, А. Е. ТОЛЕУХАНОВ

(Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Республика Казахстан)

АКТУАЛЬНОСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ CUDA ТЕХНОЛОГИИ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ ПОДЗЕМНОГО ХРАНЕНИЯ ВОДОРОДА

Аннотация. В данной работе исследован процесс хранения водорода с биотической реакцией, связанной с динамической системой уравнений популяций в водоносном резервуаре. Получены численные результаты с помощью CUDA технологии. А также проведены сравнения скорости вычисления на GPU и на CPU.

Ключевые слова: пористая среда, водород, бактерия, нейстон, хемотаксис, динамика популяций, осцилляция, CUDA, GPU, CPU, global memory, shared memory, SM.

Тірек сөздер: кеуек орта, сутегі, бактерия, нейстон, хемотаксис, популяция динамикасы, осцилляция, CUDA, GPU, CPU, global memory, shared memory, SM.

Keywords: porous media, hydrogen, bacteria, neuston, chemotaxis, population dynamics, oscillations, CUDA, GPU, CPU, global memory, shared memory, SM.

ВВЕДЕНИЕ.

Проблема подземного хранения водорода (ПХВ). На сегодняшний день одна из очень острых проблем современной мировой энергетики является накопление и аккумуляция полученного избыточного большого объема энергии. Одним из наиболее перспективных решений проблемы аккумуляции большого объема энергии считается так называемая водородная энергетика, в которой в качестве подходящих материалов для аккумуляции больших объемов энергии используется водород. Главным достоинством водорода как топлива является то, что его удельная теплота сгорания втрое выше, чем у нефти, а при сгорании образуется экологически абсолютно безопасная вода.

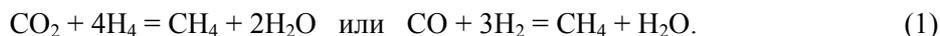
Таким образом, избыток энергии из ТЭС, ГЭС, АЭС можно использовать для получения водорода из воды. На сегодняшний день производство водорода и его распределение уже не представляют серьезных технических проблем. Однако при производстве водорода в большом объеме возникает проблема необходимости хранения больших объемов водорода. Одним из самых эффективных и недорогих способов хранения большого объема водорода является его закачка в геологические формации, такие как водоносные пласты, истощенные газовые месторождения или соляные каверны [1]. Несколько подземных хранилищ водорода имеется в Великобритании, в США, в России, в Германии, в Чехии и во Франции.

Весьма необычное поведение водорода при подземном хранении было обнаружено по данным наблюдений за составом смеси, добываемой из ПХВ (в ходе цикла «добыча», последующего за закачкой). Эти наблюдения выявили существование сильных осцилляций состава добываемого газа во времени и по пространству [2-3]. В частности, на хранилище Lobodice (Чехия) было обнаружено снижение во времени концентрации закачиваемых газов H_2 и CO_2 , но значительное увеличение концентрации CH_4 [2].

Исходная закачанная смесь содержала 55% H_2 , 20% $CO_2 + CO$ и 20% CH_4 . После нескольких месяцев закачки, хранения и начала цикла извлечения добываемый газ содержал 37% H_2 , 12% $CO_2 + CO$ и 40% CH_4 . Таким образом, речь идет не о долях процентов и случайных ошибках измерений, а об удвоении количества CH_4 в пласте и уменьшении в 2 раза количества $CO_2 + CO$. Характерный период изменения состава хранимого газа составил от 5 до 7 месяцев. Одновременно было обнаружено избыточное уменьшение давления в пласте на 15% по сравнению с расчетами материального баланса. Одной из возможных интерпретаций этого-утечка газа- была в итоге отвергнута.

Последующий изотопный анализ продукции из скважин [3] показал, что изотопный состав части добываемого CH_4 отличен от CH_4 закачиваемого. Речь идет, таким образом, о внутрипластовых генераторах CH_4 . Дальнейшие наблюдения выявили еще более нетривиальные процессы в ПХВ, такие как образование чередующихся в пространстве зон, предпочтительно насыщенных H_2 или CH_4 . Назовем этот эффект естественной внутрипластовой сепарацией химических компонентов.

В работах Smigai и Buzek [2, 3] сделана попытка объяснить причины изменения качественного состава закачиваемой смеси. В них предложено, что образование метана в пласте протекает по следующим реакциям:



В ходе этих реакций наблюдается сокращение количества CO_2 и H_2 и одновременное увеличение количества CH_4 . Подобная реакция между H_2 и CO_2 может происходить в условиях ПХВ, для столь существенного изменения начального состава смеси требуются годы. Изменение концентрации смеси можно объяснить влиянием метаногенных бактерий, которые участвуют в реакции (1) и являются ее катализатором. Присутствие метаногенных бактерий в пластовой воде ПХВ Lobodice было подтверждено измерениями [2, 3].

Механизм воздействия бактерий представляет собой процесс метаболизма, при котором бактерии поглощают углерод из CO_2 и электроны H_2 в качестве энергии. В результате многостадийных процессов окисления CO_2 в теле бактерии происходит образование метана, который в итоге и «выдыхается» [4].

Таким образом, процесс ПХВ представляет собой естественный химический реактор, поглощающий CO_2 и частично H_2 и удваивающий массу CH_4 . Ясно, что данная проблема имеет промышленное значение, затрагивая как энергетику, так и экологию. Экономическая эффективность такого процесса можно оценить только после проведения физического и математического моделирования всех возможных вариантов поведения ПХВ. Разработка таких моделей является основной целью данной работы.

Первая попытка исследования образования метана при подземном хранении водорода проведена в работе [5], в которой бактерия рассматривалась как однородная среда в однофазной газовой среде без учета присутствия воды. В качестве модели рассмотрена модель Моно роста популяции, но в результате исследований были обнаружены лишь мелкие, быстро затухающие флуктуации концентраций метана в пласте, которые не объяснили многообразия наблюдаемых явлений.

В работе [6] рассматривается модель Тюринга, учитывающая существование различных структур колоний бактерий в зависимости от их численности. В работе [7] развивалась модель Тюринга с учетом двухфазности среды. Получена двухфазная модель хранения водорода с биотической реакцией, связанной с динамической системой уравнений популяций в водоносном резервуаре.

В данной работе предполагаем, что существует математическая двухфазная модель многокомпонентных потоков с биотической реакцией, связанной с динамической системой уравнений популяций. Далее численно решаем полученную модель с помощью CUDA технологии [8, 9]. А также проводим сравнения скорости вычисления на GPU с скоростью вычисления с одним потоком на CPU.

1. Общая модель динамики популяции и химических компонентов. Рассмотрим следующую физическую двухфазную модель (газ и вода): в подземный водоносный пласт, содержащий воду и газ, закачивается двухкомпонентная смесь H_2 с небольшим содержанием CO_2 . Газовая фаза в пласте состоит из трех химических компонентов: H_2 , CO_2 и CH_4 , а жидкая фаза состоит из воды с низкими концентрациями CO_2 , H_2 и CH_4 .

Далее рассмотрим только цикл закачки как наименее тривиальное. Присутствующие в пласте метаногенные бактерии выступают в роли активатора химической реакции между H_2 - (1) и CO_2 - (2) с образованием небольшого количества H_2O - (4) и CH_4 - (3). В модели рассматривается два вида бактерий:

1) бактерии, присутствующие в воде как планктоны или биофильмы, которые прикреплены к стенам пор и покрыты водой;

2) бактерии, присутствующие в нейстоне;

Бактерии, живущие в воде, используют в качестве питательных веществ, растворенные H_2 и CO_2 в воде. Вода является биологически необходимой средой обитания для бактерий, живущих в нейстоне и использующих в качестве питательных веществ CO_2 , H_2 из газовой фазы.

Кинетика реакций зависит от концентрации нескольких компонентов, которые приведут к рассмотрению больших систем, связанных с уравнением переноса. В случае неизменяемой реакции ситуация упрощается, так как кинетика реакции зависит только от реагентов и не зависит от реакции продуктов. Это достаточно, чтобы сформулировать уравнения переноса только для H_2 и CO_2 .

Пусть $n_w(x, t)$ и $n_{ns}(x, t)$ – число бактерий, находящихся в воде и в нейстоне в единице объема пористой среды. Принимая во внимание вышеупомянутые предположения, можно сформулировать следующие уравнения динамики популяции и уравнения переноса для компонентов:

$$\frac{\partial n_{ns}(1-S)}{\partial t} = \eta_{ns}(1-S) \frac{c_g^{(2)} n_{ns}}{t_{e,ns}} - (1-S) \frac{n_{ns}}{t_d} + \operatorname{div}(D_b(1-S) \operatorname{grad} n_{ns}); \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_w S}{\partial t} &= \eta_w S \frac{c_w^{(1)} c_w^{(2)} (n_w)^2}{t_{e,w}} - S \frac{n_w}{t_d} + \operatorname{div}(D_b S \operatorname{grad} n_w); \\ &- \operatorname{div}(D_{ch}(C^{(1)}) S n_w \operatorname{grad} C^{(1)}) \end{aligned} \quad (3)$$

$k = 1, 2, 3:$

$$\begin{aligned} \phi \frac{\partial}{\partial t} (\rho_g c_g^{(k)} (1-S) + \rho_w c_w^{(k)} S) + \operatorname{div}(\rho_g c_g^{(k)} V_g^{(k)} + \rho_w c_w^{(k)} V_w^{(k)}) &= \frac{1}{\Omega} G^{inj} c^{(k),inj} \\ \frac{\phi \gamma^{(k)} (1-\theta) c_g^{(2)} n}{t_{e,ns} (1+a_{ns} c_g^{(2)})} - \frac{\phi \gamma^{(k)} c_w^{(1)} c_w^{(2)} \theta^2 S n^2}{t_{e,w} \left(S^2 + \frac{\theta^2 n^2}{n_{wm}^2} \right) (1+a_{w1} c_w^{(1)}) (1+a_{w2} c_w^{(2)})} & \end{aligned} \quad (4a)$$

$$\phi \frac{\partial}{\partial t} (\rho_g (1-S) + \rho_w S) + \operatorname{div}(\rho_g V_g + \rho_w V_w) = \frac{1}{\Omega} G^{inj}; \quad (4b)$$

$$V_g = -\lambda_g (\operatorname{grad} P_g - \rho_g^m g), \quad V_w = -\lambda_w (\operatorname{grad} P_w - \rho_w^m g), \quad \lambda_i = \frac{K k_i(S)}{\mu_i}; \quad (4c)$$

$$V_i^{(k)} = V_i + V_{iD}^{(k)}; \quad V_{iD}^{(k)} = -\frac{\phi D_i^{(k)} S_i}{c_i^{(k)}} \operatorname{grad} c_i^{(k)}, \quad i = g, w \quad (4d)$$

$$P_w = P_g - P_c(S); \quad (4e)$$

$$c_g^{(3)} = 1 - c_g^{(1)} - c_g^{(2)} \quad (4f)$$

$$c_w^{(k)} = H^{(k)}(P_w) \cdot c_g^{(k)} \quad (4g)$$

где S – насыщенность воды, $t_{e,w}$ и $t_{e,ns}$ – характерные скорости роста популяции при малом количестве питательных веществ, t_d – характерное время вымирания, η – коэффициент пропорциональности между скоростью роста и поедания, D_b – коэффициент диффузии бактерий, $D_{ch}(C)$ – коэффициент хемотаксиса бактерий, $c_i^{(k)}$ – молярная доля химических компонентов k в фазе i , $C^{(k)}$ – общая молярная доля химических компонентов k в обе фазе, P – давление, ρ – молярная плотность, μ – динамическая вязкость, K – абсолютная проницаемость, ϕ – пористость, $k_k(S)$ – фазовая проницаемость, ρ^m – массовая плотность, $H^{(k)}(P_w)$ – коэффициент Генри, g – ускорение силы тяжести, $P_c(S)$ – капиллярное давление, G^{inj} – молярная скорость закачиваемого газа, Ω – общий объем хранилища, V_i – скорость Дарси, $V_i^{(k)}$ – скорость переноса компоненты k в фазе i , $V_{iD}^{(k)}$ – скорость диффузии компоненты k в фазе i , $c^{(k),inj}$ – концентрация

компоненты k в закачиваемом газе, $\gamma^{(k)} = \begin{cases} 4/5, k = 1 \\ 1/5, k = 2 \end{cases}$.

2. Обобщенная модель Тюринга. В общем случае, когда подземное хранилище водорода насыщено водой, то обобщением уравнений (4) и (6) получены дифференциальные уравнения для динамики метаногенных бактерий. Полученная модель принимает вид обобщенной модели Тюринга, в которой присутствует конвективный член $\operatorname{div}(\rho_w c_w^{(k)} V_w^{(k)})$ и хемотаксис $-\operatorname{div}(D_{ch}(C^{(1)}) S n_w \operatorname{grad} C^{(1)})$, в отличие от оригинальной модели Тюринга:

$$\begin{cases} \frac{\partial c_w^{(H_2)}}{\partial t} = q_1 - \alpha_1 c_w^{(H_2)} c_w^{(CO_2)} N^2 + \varepsilon_1 \cdot \Delta_{x,y} \cdot c_w^{(H_2)} \\ \frac{\partial c_w^{(CO_2)}}{\partial t} = q_2 - \alpha_2 c_w^{(H_2)} c_w^{(CO_2)} N^2 + \varepsilon_2 \cdot \Delta_{x,y} \cdot c_w^{(CO_2)} \\ \frac{\partial N}{\partial t} = -\beta \cdot N + \alpha_3 \cdot c_w^{(H_2)} c_w^{(CO_2)} N^2 + D_b \cdot \Delta_{x,y} \cdot N - D_{ch} \cdot \nabla_{x,y} \cdot (\exp(-\lambda_{ch} c_w^{(H_2)}) \cdot N \cdot \nabla_{x,y} \cdot c_w^{(H_2)}) \end{cases} \quad (5)$$

где

$$\rho_k = (\rho_g (1-S) + \rho_w H^{(k)} S), \quad q_k = \frac{G^{inj} c^{(k),inj}}{\Omega \phi \rho_k}, \quad \varepsilon_k = \frac{\rho_g D_g^{(k)} \phi (1-S) + \rho_w D_w^{(k)} H^{(k)} (1-S)}{\rho_k},$$

$$\alpha_1 = \frac{4 \cdot H^{(1)} \cdot H^{(2)} \cdot S}{5 \cdot t_{e,w} \rho_1}, \quad \alpha_2 = \frac{H^{(1)} \cdot H^{(2)} \cdot S}{5 \cdot t_{e,w} \rho_2}, \quad \alpha_3 = \frac{\eta_w H^{(1)} \cdot H^{(2)} \cdot S}{t_{e,w}}, \quad \beta = \frac{1}{t_d}$$

Поскольку водород малорастворим в воде, чем углекислый газ, то достаточно рассматривать асимптотическую модель:

$$\begin{cases} \frac{\partial c_w^{(H_2)}}{\partial t} = q - \alpha_1 c_w^{(H_2)} \cdot N^2 + \varepsilon_1 \cdot \Delta_{x,y} \cdot c_w^{(H_2)} \\ \frac{\partial N}{\partial t} = -\beta \cdot N + \alpha_3 \cdot c_w^{(H_2)} \cdot N^2 + D_b \cdot \Delta_{x,y} \cdot N - D_{ch} \cdot \nabla_{x,y} \cdot (\exp(-\lambda_{ch} c_w^{(H_2)}) \cdot N \cdot \nabla_{x,y} \cdot c_w^{(H_2)}) \end{cases} \quad (6)$$

с начальным и граничным условием:

$$N|_{t=0} = 1, \quad c_w^{(H_2)}|_{t=0} = 1, \quad \frac{\partial c_w^{(H_2)}}{\partial \nu}|_{\partial\Omega} = 0, \quad \frac{\partial N}{\partial \nu}|_{\partial\Omega} = 0 \quad (7)$$

Предложенная модель (6)-(7) учитывает хемотаксис и диффузию бактерий и газа в пространстве и позволяет исследовать изменение концентрации водорода при подземном хранении водорода.

Для решения (6) и (7) двумерной задачи до стационарного случая требуется использование CUDA технологии. Где q означает, что подземный водоносный пласт закачивается H_2 во всех точках. Область движения прямоугольник, а возмущение передается через малую окрестность начало координат. На границе поддерживается условия непроницаемости. В начальном состоянии имеется непрерывно распределенная во всем пласте колония бактерий и постоянная начальная концентрация H_2 .

Таблица 1 – Расчетные данные:

dx = dy	0.025
dt	0.004
Число итерации	1000000
q (на скважине)	0.95+0,01
q (остальных точках поддерживается дебит)	0.95
$D_w^{(H_2)}$	0.01
D_b	0.001
D_{ch}	0.001
α_1	1
α_3	1
β	1
λ_{ch}	1

3. Численная реализация на CUDA. CUDA – это новая технология параллельного программирования, разработанная NVIDIA, использующая вычислительную мощность GPU. В данной

технологии вычисления производятся на множестве ядер CUDA, сгруппированных в некоторое число потокового мультипроцессора (далее SM). Технология CUDA, в отличие от технологии MPI, является системой с общей памятью (global memory). Отличительным свойством для этой памяти является то, что можно делать обращение этой памяти с любого SM. Однако из-за большого времени отклика общей памяти приводит к значительному уменьшению скорости вычисления. Чтобы увеличить скорость вычисления, используется разделяемая память (shared memory), которая имеет небольшой объем в каждом SM. На таблице 2 показано технические характеристики компьютера использованного для численного исследования задач ПХВ:

Таблица 2 – Технические характеристики компьютера

Процессор	Intel(R) Core(TM) i7-3820 CPU @ 3.60GHz, 3601 МГц, ядер: 4, логических процессоров: 8
Видеокарта	GeForce GTX 690 Частота GPU – 915МГц Ядер CUDA – 2 x 1536 Объем видеопамяти – 2 x 2048 Мб Частота видеопамяти – 6008 МГц
Компилятор	GCC 4.8.1

Для решения задач (6)-(7) использовался итерационный явный метод Якоби, который в свою очередь очень легко реализуется с помощью технологии CUDA для GPU. Расчетная область в GPU было разделено на блоки с размерностью (16x16), кроме этого использовался разделяемая память для данных, запрос на которых происходит более быстро. Отрывок CUDA кода предоставлен ниже:

```

__global__ void Concentration ( float *C, float *C1, float *N, float *N1, float Dw, float *Q, float q,
                               float ht, float hx, float hy, int Nx, int Ny)
{
    __shared__ float buf1[16][16];
    __shared__ float buf2[16][16];
    int i = blockIdx.x * blockDim.x + threadIdx.x;
    int j = blockIdx.y * blockDim.y + threadIdx.y;
    int id0 = i*Ny + j;
    int id1 = (i+1)*Ny + j;
    int id2 = (i-1)*Ny + j;
    int id3 = i*Ny + j+1;
    int id4 = i*Ny + j-1;
    int tx = threadIdx.x;
    int ty = threadIdx.y;
    if ((i < Nx) && (j < Ny))
    {
        buf1[tx][ty] = C[id0];
        buf2[tx][ty] = N[id0];
    }
    syncthreads();
    if ( i>=1 && i<=Nx-2 && j>=1 && j<=Ny-2 )
    {
        if (i==1 && j==1)
            C1[id0] = buf1[tx][ty] + ht*( Q[id0]+0*q+0.01f - buf1[tx][ty]*buf2[tx][ty]*buf2[tx][ty]+
            Dw * (( C[id1]-2*buf1[tx][ty]+C[id2])/hx/hx + (C[id3]-2*buf1[tx][ty]+C[id4])/hy/hy ));
        else
            C1[id0] = buf1[tx][ty] + ht*( Q[id0]+0*q - buf1[tx][ty]*buf2[tx][ty]*buf2[tx][ty] +
            Dw * (( C[id1]-2*buf1[tx][ty]+C[id2])/hx/hx + (C[id3]-2*buf1[tx][ty]+C[id4])/hy/hy ));
    }
    syncthreads();
    if ( i>=0 && i<=Nx-1 && j>=0 && j<=Ny-1)
    {
        if (i==0)
            C1[0*Ny+j] = C1[2*Ny+j];
    }
}

```

```

        else if (i==Nx-1)
            C1[(Nx-1)*Ny+j] = C1[(Nx-3)*Ny+j];
        else if (j==0)
            C1[i*Ny+0] = C1[i*Ny+2];
        else if (j==Ny-1)
            C1[i*Ny+Ny-1] = C1[i*Ny+Ny-3];
    }
}
__global__ void Number_bacteria( float *N, float *N1, float *C, float *C1,
                                float Db, float Dch, float Kch,
                                float ht, float hx, float hy,
                                int Nx, int Ny)
{
    __shared__ float buf1[16][16];
    __shared__ float buf2[16][16];
    int i = blockIdx.x * blockDim.x + threadIdx.x;
    int j = blockIdx.y * blockDim.y + threadIdx.y;
    int kk = i*Ny + j;
    int id0 = i*Ny + j;
    int id1 = (i+1)*Ny + j;
    int id2 = (i-1)*Ny + j;
    int id3 = i*Ny + j+1;
    int id4 = i*Ny + j-1;
    int tx = threadIdx.x;
    int ty = threadIdx.y;
    if ((i < Nx) && (j < Ny))
    {
        buf1[tx][ty] = N[kk];
        buf2[tx][ty] = C[kk];
    }
    syncthreads();
    if ( i>0 && i<Nx-1 && j>0 && j<Ny-1)
    {
        N1[id0] = buf1[tx][ty] + ht * ( - buf1[tx][ty] + buf2[tx][ty]*buf1[tx][ty]*buf1[tx][ty] +
        Db * ( (N[id1]-2*buf1[tx][ty]+N[id2])/hx/hx + (N[id3]-2*buf1[tx][ty]+N[id4])/hy/hy) -
        Dch * ( exp(-Kch*C[id1])*N[id1]*(C[id1]-buf2[tx][ty])/hx -
        exp(-Kch*buf2[tx][ty])*buf1[tx][ty]*(buf2[tx][ty]-C[id2])/hx ) / hx -
        Dch * ( exp(-Kch*C[id3])*N[id3]*(C[id3]-buf2[tx][ty])/hy -
        exp(-Kch*buf2[tx][ty])*buf1[tx][ty]*(buf2[tx][ty]-C[id4])/hy ) / hy );
    }
    syncthreads();
    if ( i>=0 && i<=Nx-1 && j>=0 && j<=Ny-1)
    {
        if (i==0)
            N1[0*Ny+j] = N1[2*Ny+j];
        else if (i==Nx-1)
            N1[(Nx-1)*Ny+j] = N1[(Nx-3)*Ny+j];
        else if (j==0)
            N1[i*Ny+0] = N1[i*Ny+2];
        else if (j==Ny-1)
            N1[i*Ny+Ny-1] = N1[i*Ny+Ny-3];
    }
}

```

4. Анализ вычислительных результатов. Целью данного исследования являлась демонстрация эффективности использования CUDA технологии при решении задач ПХВ. Кроме этого, было замечено линейное увеличение вычислительной скорости в зависимости от расчетной области (рисунки 1 и 3) при использовании CUDA технологии:

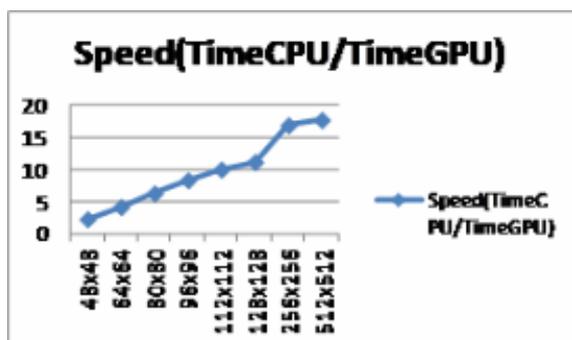


Рисунок 1 – Скорость вычисления в зависимости от размера сетки без учета хемотаксиса

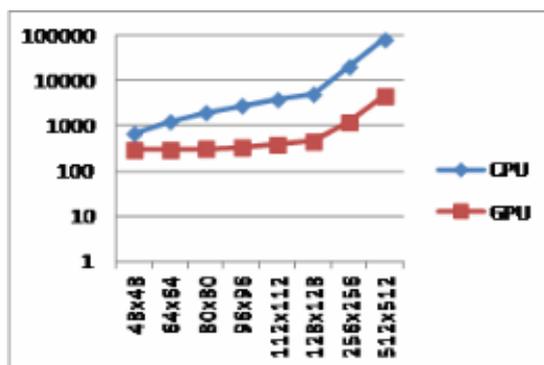


Рисунок 2 – Время вычисления (в секундах) в зависимости от размера сетки без учета хемотаксиса

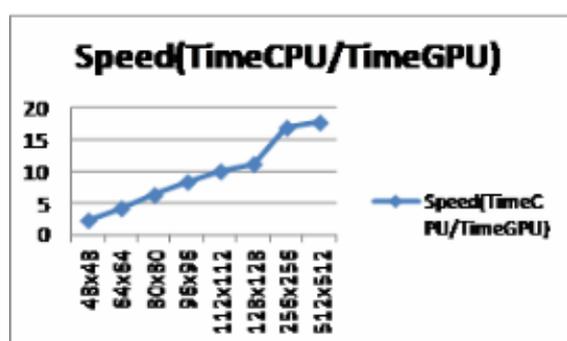
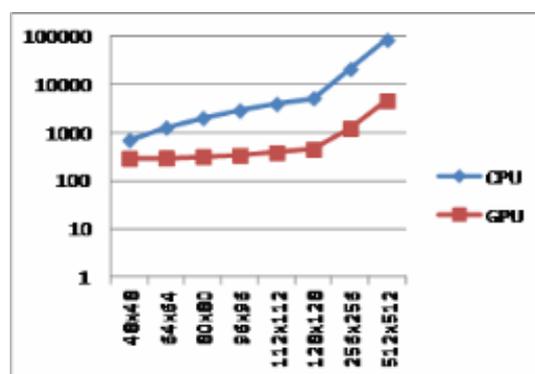


Рисунок 3 – Скорость вычисления в зависимости от размера сетки с учетом хемотаксиса



Рисунки 4 – Время вычисления (в секундах) в зависимости от размера сетки с учетом хемотаксиса

На рисунке 5 представлен результат численного расчета эволюции концентрации бактерии без учета хемотаксиса с расчетными данными из таблицы 1. Полученные результаты показывают, что при диффузионном движении бактерий в конечном итоге бактерии группируются в симметрично расположенные круги.

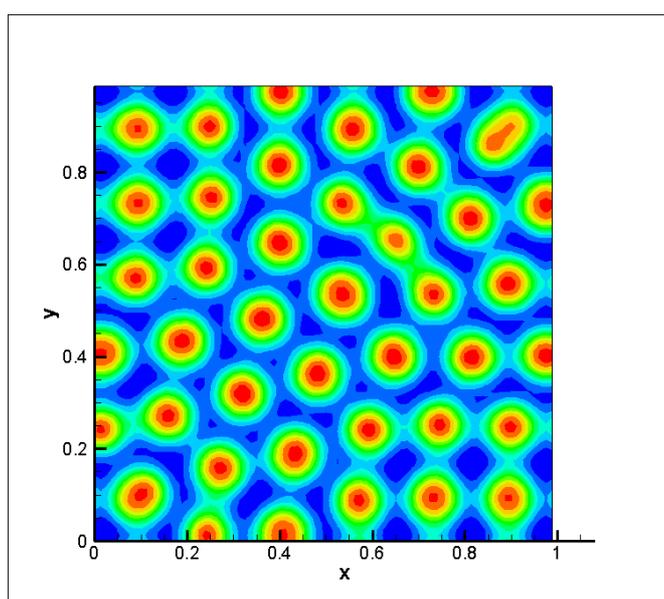


Рисунок 5 – Изменения количество бактерий в пространстве при $Time = 0.160000$ с учетом диффузий

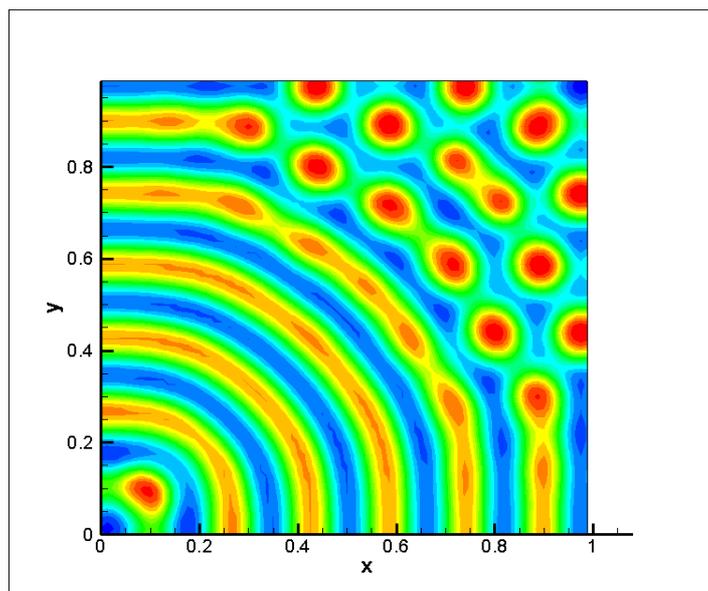


Рисунок 6 – Изменения количество бактерий в пространстве при $Time = 0.160000$ с учетом диффузий и хемотаксиса

На рисунке 6 представлены результаты расчета концентрации количества бактерий соответственно с учетом хемотаксиса при $Time = 0.160000$. Результаты численного расчета показывают, что хемотаксис приводит к потере симметрии, то системы (6) и (7) сохраняют регулярные кольцевые волны и теряют симметрию. Чередование колец с избытком и недостатком бактерии означает, что в областях с высокой концентрацией бактерий реакция (1) протекает быстрее, в результате чего метаногенные бактерии выделяют метан.

Заключение. Уравнения (3), (4) и (5) представляют собой связанную систему, которая описывает двухфазное хранение водорода с биотической реакцией, связанной с динамической системой уравнений популяций в водоносном резервуаре. Поведение подземного хранилища водорода очень сложное и чувствительное к кинетическим параметрам.

Полученные результаты с помощью параллельных вычислений на базе технологии CUDA позволили детально анализировать эволюцию бактерий в задачах ПХВ. Кроме этого, было замечено, что эволюция бактерии с учетом хемотаксиса при различных значениях коэффициента хемотаксиса D_{ch} , образуют различные положения пространственных волн. Получено значительное увеличение вычислительной скорости с помощью технологии CUDA на GPU по сравнению с одним потоком CPU для задач ПХВ (рисунки 1-4).

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Bulatov G.G. Underground storage of hydrogen. Ph.D. Thesis. – Moscow Gubkin Oil and Gas University, 1979 (in Russian).
- 2 Smigai P., Greksak M., Kozankova J., Buzek F., Onderka V., Wolf I. Methanogenic bacteria as a key factor involved in changes of town gas in an underground reservoir // FEMS Microbiol. Ecol. 73, 1990. P. 221-224.
- 3 Buzek F., Onderka V., Vancura P., Wolf I. Carbon isotope study of methane production in a town gas storage reservoir // Fuel 73(5), 1994: 747-752.
- 4 Gusev M.V., Mineeva L.A. (eds.): Microbiology. – Moscow Lomonosov University, Moscow (1992) (in Russian).
- 5 Panfilov M., Gravier G., Fillacier S. Underground storage of H_2 and $H_2-CO_2-CH_4$ mixtures // In: Proc. ECMOR-X: 10th European Conference on the Mathematics of Oil Recovery, 4–7 September 2006 Amsterdam, the Netherlands / Ed. EAGE, 2006, paper A003.
- 6 Panfilov M. Underground storage of hydrogen: self-organisation and methane generation // Transport in Porous Media, 85, 2010: P. 841-865.
- 7 Toleukhanov A., Panfilov M., Panfilova I., Kaltayev A. Bio-reactive two-phase transport and population dynamics in underground storage of hydrogen: natural self-organisation // In: Proc. ECMOR-XIII: 13th European Conference on the Mathematics of Oil Recovery, 10–13 September 2012 Biarritz, France / Ed. EAGE, 2012, paper B09.
- 8 NVIDIA, CUDA C PROGRAMMING GUIDE, July 2013.
- 9 Shane Cook. CUDA PROGRAMMING, A developer's guide to parallel computing with GPU. – Morgan Kaufmann, 2013. – P. 576.

REFERENCES

- 1 Bulatov G.G. Underground storage of hydrogen. Ph.D. Thesis, Moscow Gubkin Oil and Gas University, 1979 (in Russian).
- 2 Smigai P, Greksak M., Kozankova J., Buzek F., Onderka V., Wolf I. Methanogenic bacteria as a key factor involved in changes of town gas in an underground reservoir. FEMS Microbiol. Ecol. 73, 1990: P 221-224.
- 3 Buzek F., Onderka V., Vancura P., Wolf I. Carbon isotope study of methane production in a town gas storage reservoir. Fuel 73(5), 1994: 747-752.
- 4 Gusev M.V., Mineeva L.A. (eds.). Microbiology. Moscow Lomonosov University, Moscow (1992) (in Russian)
- 5 Panfilov M., Gravier G., Fillacier S. Underground storage of H₂ and H₂-CO₂-CH₄ mixtures. In: Proc. ECMOR-X: 10th European Conference on the Mathematics of Oil Recovery, 4-7 September 2006 Amsterdam, the Netherlands, Ed. EAGE, 2006, paper A003.
- 6 Panfilov M. Underground storage of hydrogen: self-organisation and methane generation. Transport in Porous Media, 85, 2010: P. 841-865.
- 7 Toleukhanov A., Panfilov M., Panfilova I., Kaltayev A. Bio-reactive two-phase transport and population dynamics in underground storage of hydrogen: natural self-organisation. In: Proc. ECMOR-XIII: 13th European Conference on the Mathematics of Oil Recovery, 10-13 September 2012 Biarritz, France, Ed. EAGE, 2012, paper B09.
- 8 NVIDIA, CUDA C PROGRAMMING GUIDE, July 2013.
- 9 Shane Cook, CUDA PROGRAMMING, A developer's guide to parallel computing with GPU, Morgan Kaufmann, 2013, p. 576.

Резюме

А. Б. Қолдас, А. Е. Төлеуханов

(әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан Республикасы)

ЖЕР АСТЫ СУТЕГІН САҚТАУ ЕСЕБІН CUDA ТЕХНОЛОГИЯСЫ НЕГІЗІНДЕ ШЕШУДІҢ ӨЗЕКТІЛІГІ

Бұл жұмыста жер асты суы бар резервуарда сутегін сақтаудың бактериялардың динамикасын ескере отырып екі фазалы моделі қарастырылған. Қарастырылып отырған есептің сандық шешімін CUDA технологиясын пайдаланып шешкен. Сонымен қатар GPU мен CPU да есептің шығарылу жылдамдықтары салыстырылған.

Тірек сөздер: кеуек орта, сутегі, бактерия, нейстон, хемотаксис, популяция динамикасы, осцилляция, CUDA, GPU, CPU, global memory, shared memory, SM.

Summary

A. Koldas, A.E. Toleukhanov

(Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Republic of Kazakhstan)

ACTUALITY APPLICATION OF CUDA TECHNOLOGY TO SOLVE THE PROBLEM OF UNDERGROUND HYDROGEN STORAGE

In the present paper we develop the new mathematical model of gas-water multicomponent flow with biotic reactions coupled with the system of equations of population dynamics. We obtain numerical results using CUDA technology. And analyzed comparing the rate computation on the GPU and the CPU.

Keywords: porous media, hydrogen, bacteria, neuston, chemotaxis, population dynamics, oscillations, CUDA, GPU, CPU, global memory, shared memory, SM.

Поступила 12.09.2013г.

В. Н. ВОЛОДИН, Ю. Ж. ТУЛЕУШЕВ, Е. А. ЖАКАНБАЕВ

(Институт ядерной физики, Алматы, Республика Казахстан)

СТРУКТУРА ПОКРЫТИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ СООСАЖДЕНИЕМ УЛЬТРАДИСПЕРСНЫХ ЧАСТИЦ АЛЮМИНИЯ И МАГНИЯ

Аннотация. В результате соосаждения ультрадисперсных частиц алюминия и магния, распыленных в плазме низкого давления на необогреваемую подложку, получены сплавные покрытия, при исследовании структуры которых установлено значительное расширение концентрационных границ существования твердых растворов: магния в алюминий до 21,9 ат. % Mg и алюминия в магний до 21,4 ат. % Al, а также области гомогенности интерметаллического соединения Al_3Mg_2 , определены параметры решетки фаз. Причиной расширения полей существования фаз на диаграмме состояния является размерный фактор.

Ключевые слова: алюминий, магний, покрытие, концентрация, твердый раствор, интерметаллическое соединение, кристаллическая решетка.

Тірек сөздер: алюминий, магний, жабын, концентрация, қатты ерітінді, интерметалдық қосылыс, кристалдық тор.

Keywords: aluminum, magnesium, coating concentration, solid solution, intermetallic compound, the crystalline lattice.

В системе Al-Mg, полученной традиционным плавлением компонентов, образуются фазы β (Al_3Mg_2), γ ($Al_{12}Mg_{17}$), ξ ($Al_{52}Mg_{48}$) и ϵ ($Al_{30}Mg_{23}$) [1]. Фазы β и γ плавятся конгруэнтно при температурах 453 и 460°C. Фазы ξ и ϵ образуются по перитектическим реакциям при 452 и 450°C.

Известно [2], что формирование материалов соосаждением распыленных ультрадисперсных частиц металлов позволяет получить сплавы, запрещенные равновесными диаграммами состояния, интерметаллические соединения при низких (менее 200°C) температурах и значительно расширить их области гомогенности.

В этой связи выполнено исследование, имеющее целью получение сплавных покрытий в системе алюминий-магний и исследование их структуры.

Методика получения пленочных образцов системы алюминий-магний с использованием размерного фактора заключалась в следующем. Пленочные покрытия формировали соосаждением распыленных в плазме низкого давления ультрадисперсных частиц субнанометрового размера. Соотношение осажденных компонентов контролировали весовым способом – по количеству распыленного и осажденного металла во время формирования покрытия. Точность определения концентрации компонентов составляла 0.2%. В экспериментах использованы алюминий и магний, содержащие не менее 99,99 мас. % основного элемента. Удельная скорость распыления алюминия определена равной 68 ± 1 мкмоль/(Вт·час), магния - 199 ± 13 мкмоль/(Вт·час).

Рентгеноструктурные исследования выполнены на дифрактометре D8 Advance фирмы Bruker с медным излучением $\lambda_{K\alpha} = 0.154051$ нм с графитовым монохроматором. Значение параметра решетки вычислено как среднее при использовании всех дифракционных линий от данной фазы.

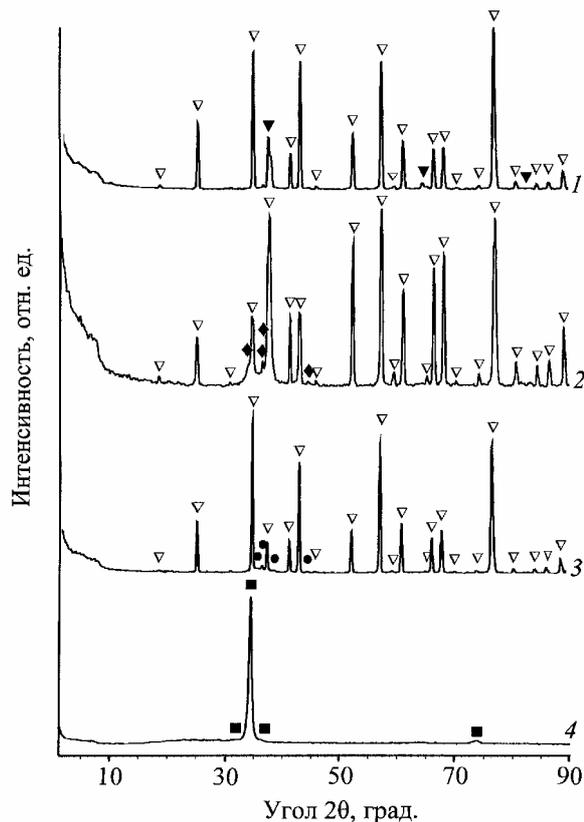
Сформировано 4 состава покрытий, содержащих 21,9; 33,7; 57,6 и 78,6 ат. % Mg.

Дифрактограммы покрытий приведены на рисунке 1.

Покрытие с концентрацией магния 21,9 ат. % (рисунок 1,1) представляет собой твердый раствор магния в алюминии, имеющий гранецентрированную кубическую решетку с параметром $a = 0,4072 \pm 0,0001$ нм. Очевидно, что все составы пленочных образцов системы алюминий магний до указанной концентрации магния будут также представлены твердым раствором Mg в Al.

Система с содержанием магния 33,7 ат.% (рисунок 1,2) представлена гексагональной фазой $Al_{0,58}Mg_{0,42}$ с параметрами решетки $a = 0,7669$ нм и $c = 1,9847$ нм. Однако из [1] известно, что температурный порог образования этой фазы сплавлением компонентов в обычных условиях составляет 450°C, в то время как температура получения покрытия с помощью соосаждения ультрадисперсных частиц не превышает 150°C. То есть в этом случае происходит прямой синтез интерметаллического соединения.

Рисунок 1 –
Дифрактограммы покрытий
системы алюминий-магний:
1 – при содержании магния в сплаве 21,9 ат. %;
2 – то же 33,7; 3 – то же 57,6; 4 – то же 78,6;
▼ – твердый раствор магния в алюминии;
◆ – гексагональная фаза $Al_{0,58}Mg_{0,42}$;
● – гексагональная фаза Al_3Mg_2 ;
■ – твердый раствор алюминия в магнии;
▽ – поликор (подложка)



Фазовый состав покрытия с содержанием магния с содержанием 57,6 ат. % (рисунок 1,3) и параметры решетки ($a=0,5899$ нм и $c=0,9541$ нм) достаточно точно соответствуют известной фазе Al_3Mg_2 (карточка ASTM №44-1154). Но из того же источника известно, что температура образования этой фазы составляет 460°C . Таким образом, в данном случае также наблюдается подпороговый механизм образования интерметаллида при пониженных температурах.

Покрытие с содержанием магния 78,6 ат.% (рисунок 1,4) представляет собой твердый раствор алюминия в магнии с запрещенной согласно известной фазовой диаграмме концентрацией магния. Покрытие сильно текстурировано в плоскости (002) кристаллической решетки магния, принадлежащей к гексагональной сингонии. Данный факт хорошо коррелирует с известным правилом кристаллизации металлов из паровой фазы, согласно которому кристаллизация идет в направлении наиболее плотных упаковок атомов.

Области существования твердых растворов и интерметаллических соединений нанесены (рисунок 2) на равновесную диаграмму состояния алюминий-магний [1] в концентрационных границах полученных нами систем. При этом соединение $Al_{0,58}Mg_{0,42}$ отнесено к области гомогенности Al_3Mg_2 . Совершенно очевидно, что концентрационные границы фаз на диаграмме, равно как и температурные, не являются окончательными и требуют дополнительных исследований.

Таким образом, покрытия, полученные соосаждением ультрадисперсных частиц распыленных в плазме низкого давления металлов в системе, допускающей существование промежуточных фаз и имеющей ограниченную взаимную растворимость компонентов, показывают возможность создания твердых растворов с значительно большим уровнем растворимости, а также возможность низкотемпературного синтеза интерметаллидов.

Увеличение взаимной растворимости металлов в этом случае объясняется с позиции представления о термофлуктуационном плавлении [3-6], в соответствии с которым существование малой частицы в квазижидком состоянии ограничено некоторым максимальным размером, при превышении которого условия термофлуктуирования исключаются. Увеличение размера частицы до критического приведет к кристаллизации и образованию твердой фазы.

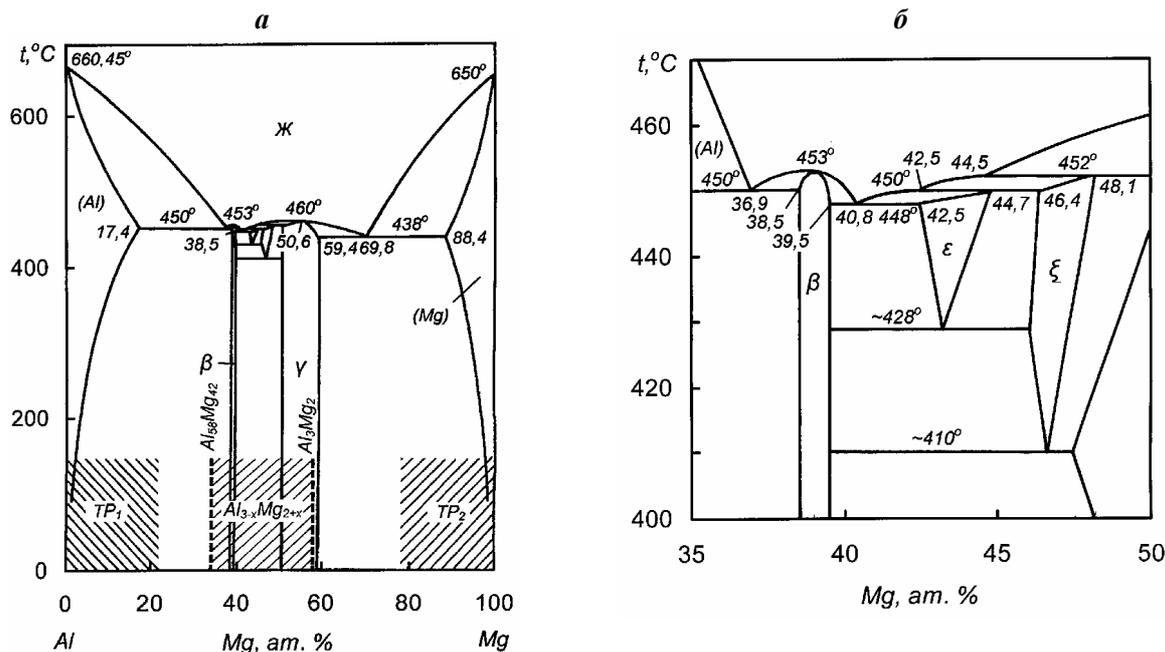


Рисунок 2 – Диаграмма состояния системы алюминий-магний (а) и фрагмент (б) области существования интерметаллических соединений в увеличенном масштабе

При слиянии равноименных металлов, находящихся в квазижидком состоянии в малые капли, размер которых менее критического, будет происходить образование жидкого раствора. Достижение критического размера приведет к его кристаллизации. Но в связи с тем, что растворимость металлов в жидкой фазе часто неограничена, будет кристаллизоваться твердый раствор высокой концентрации, значительно пересыщенный относительно приведенного на равновесных фазовых диаграммах, полученных плавлением компонентов.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Диаграммы состояния двойных металлических систем / Под ред. Н. П. Лякишева. – М.: Машиностроение, 1996. – Т. 1. – 992 с.
- 2 Тулеушев Ю.Ж., Володин В.Н., Жаканбаев Е.А. Наноразмернолегированные медью покрытия из бета-тантала: получение, структура и свойства // ФММ. – 2013. – Т. 114, № 7. – С. 625-632.
- 3 Петров Ю.И. Физика малых частиц. – М.: Наука, 1982. – 359 с.
- 4 Морохов И.Д., Трусов Л.И., Лаповок В.Н. Физические явления в ультрадисперсных средах. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 224 с.
- 5 Скрипов В.П., Коверда В.П. Спонтанная кристаллизация переохлажденных жидкостей. – М.: Наука, 1984. – 232 с.
- 6 Родунер Э. Размерные эффекты в наноматериалах. – М.: Техносфера, 2010. – 350 с.

REFERENCES

- 1 Diagrammy sostojanija dvojnyh metallicheskih sistem / Pod red. N. P. Ljakisheva. – M.: Mashinostroenie, 1996. – T. 1. – 992 s.
- 2 Tuleushev Ju.Zh., Volodin V.N., Zhakanbaev E.A. Nanorazmernolegированные медью покрытия из бета-тантала: получение, структура и свойства // FMM. – 2013. – T. 114, № 7. – S. 625-632.
- 3 Petrov Ju.I. Fizika malyh chastic. – M.: Nauka, 1982. – 359 s.
- 4 Morohov I.D., Trusov L.I., Lapovok V.N. Fizicheskie javlenija v ul'tradispersnyh sredah. – M.: Jenergoatomizdat, 1984. – 224 s.
- 5 Skripov V.P., Koverda V.P. Spontannaja kristallizacija pereohlazhdennyh zhid-kostej. – M.: Nauka, 1984. – 232 s.
- 6 Roduner Je. Razmernye jeffekty v nanomaterialah. – M.: Tehnosfera, 2010. – 350 s.

Резюме

В. Н. Володин, Ю. Ж. Төлеушев, Е.А. Жақанбаев

(Ядролық физика институты, Алматы, Қазақстан Республикасы)

АЛЮМИНИЙ МЕН МАГНИЙ УЛЬТРАДИСПЕРСТІК БӨЛШЕКТЕРІН БІРГЕ ТҰНДЫРУМЕН
АЛЫНҒАН ЖАБЫНДАРДЫҢ ҚҰРЫЛЫМЫ

Қыздырылмайтын төсемге төменгі қысымды плазмада тозаңдатылған алюминий мен магний ультрадисперстік бөлшектерін бірге тұндыру нәтижесінде қорытпа жабындар алынды, олардың құрылымын зерттеу кезінде қатты ерітінділер болуының концентрациялық шекарасының едәуір кеңеюі белгілі болды: алюминийдегі магнийдікі 21,9% Al – дейін және де Al_3Mg_2 металаралық қосылысының гомогендік аймағы, фазалар торының параметрлері анықталды. Фазалардың болу өрісінің кеңею себебі өлшемдік фактордың болуы.

Тірек сөздер: алюминий, магний, жабын, концентрация, қатты ерітінді, интерметалдық қосылыс, кристал-дық тор.

Summary

V. N. Volodin, Yu. Zh. Tuleushev, Y. A. Zhakanbaev

(Institute of nuclear physics, Almaty, Republic of Kazakhstan)

STRUCTURE OF THE COATING PRODUCED BY CO-PRECIPIATION
ULTRAFINE PARTICLES OF ALUMINUM AND MAGNESIUM

As a result, co-deposition of ultrafine particles of aluminum and magnesium, sputtered in low-pressure plasma, obtained on unheated substrate alloy coating to investigate the structure of which found a significant expansion of the boundaries of existence of the concentration of solid solutions: magnesium in aluminum up to 21.9 at. % Mg and aluminum magnesium to 21.4 at. % Al, as well as the homogeneity of the intermetallic compound Al_3Mg_2 , the parameters of the phase grating. The reason for the existence of a field extension phase is the size factor.

Keywords: aluminum, magnesium, coating concentration, solid solution, intermetallic compound, the crystalline lattice.

Поступила 2.09.2013г.

УДК 510.67

G. P. ABUBAKIROVA, F. K. MUKANTAYEVA, V. V. VERBOVSKIY

(Suleyman Demirel University, Kaskelen, Republic of Kazakhstan)

ON SOME GENERALIZATIONS OF WEAK O-MINIMALITY
ON PARTIAL ORDERS

Abstract. The article relates to o-minimality. A partially ordered structure is called weakly o-minimal if any definable subset is a finite union of convex sets. On how we can define a notion of a convex sets for a partial order the notion of weak o-minimality depends.

Keywords: o-minimal, partial order.

Тірек сөздер: о-минималды, ішінара тәртіптер.

Ключевые слова: о-минимальность, частичные порядки.

In [1] van den Dries considered o-minimal expansions of the ordered field of reals. Later in [2–4] Anand Pillay and Charles Steinhorn introduced a general notion of o-minimality. This notion became a

very fruitful for investigating ordered structures. After that Max Dickmann consider an example of a weakly o-minimal structure. And then Dugald Macpherson, David Marker, and Charles Steinhorn developed a theory of weakly o-minimal structures, where they proved a lot of facts on weakly o-minimal structures, among them some properties of definable unary functions and definable subsets.

Definition. A set A is called a convex set if for all $a, b \in A$ it holds that

$$(a < b \rightarrow \forall x(a < x < b \rightarrow x \in A))$$

Definition (Anand Pillay, Charles Steinhorn). A totally ordered structure $(M, <, \dots)$ is called *o-minimal* if any definable subset is a finite union of intervals and points

Definition (Macpherson, Marker, Steinhorn). A totally ordered structure $(M, <, \dots)$ is called *weakly o-minimal* if any definable subset is a finite union of convex sets.

Definition. A set A is *strongly convex* if $A = \bigcup_{i \in I} B_i$ or $A = \bigcap_{j \in J} C_j$, where B_i, C_j are of the form $(a, b), (a, b], [a, b), [a, b]$ and $B_i \subseteq B_j$ for $i < j$ and $C_i \supseteq C_j$ for $i < j$.

Example.

Let $M = Q_a \cup Q_b \cup Q_c \cup Q_d$ where Q_* is a copy of the set of all rational number Q and for any $a_q \in Q_a, b_q \in Q_b, c_q \in Q_c, d_q \in Q_d$ we put that the following inequalities holds: $c_q < a_q, c_q < b_q, a_q < d_q, b_q < d_q$ and a_q, b_q are incomparable.

Claim 1. There exist a convex set which we can define as the union of intervals, but we cannot define as the intersection of intervals and there exist a convex set which we can define as the intersection of intervals, but we cannot define as the union of intervals.

Proof is obvious.

Claim 2. Strongly convex set is convex.

Proof: Let A be strongly convex

Case1. $A = \bigcup_{i \in I} B_i$

Let $a, b \in A$ be such that $a < b$. Then $a \in B_i, b \in B_j$. Let $k = \max(i, j)$. Then $B_i \subseteq B_k, B_j \subseteq B_k$, so $a, b \in B_k$, since B_k is an interval, then $(a, b) \subseteq B_k$.

Case2. $A = \bigcap_{i \in I} B_i$

Let $a, b \in A$ be such that for each i $a < b$. Then $a \in B_i, b \in B_j$. Since B_i is an interval, then $(a, b) \subseteq B_k$ for each $i \Rightarrow (a, b) \subseteq \bigcap_{i \in I} B_i$

Definition. A partially ordered structure $(M, <, \dots)$ is called *nearly po-minimal* if any definable subset is a finite union of strongly convex subsets.

Lemma 1. Any nearly po-minimal structure is *weakly po-minimal*.

Proof is obvious.

Lemma 2. Let M be nearly po-minimal. Assume that an interval (a, b) does contain a chain of length 2 and M is a lattice. Then (a, b) is finite.

Proof: Assume the contrary, that (a, b) is infinite then it contain an infinite antichain $\{c_1, c_2, \dots, c_n, \dots\}$. Note that $C_i \cup C_j = b$ and $C_i \cap C_j = a$ for any $i \neq j$, where b is exact upper bound and a is exact lower bound.

Let $\Psi(x, c_1, a, b) = a < x < b \cap x \neq c_1$. Then $\Psi(M, c_1, a, b)$ is a finite union of convex sets V_1, V_2, \dots, V_n . Let $V_1 = \bigcup B_i$. Then $B_i \subseteq (a, b)$ so $B_i = (a, b)$ for $i > i_0$ for some i_0 . But $c_1 \in (a, b)$ and $c_1 \notin \Psi(M, c_1, a, b)$ for a contradiction.

Let $V_1 = \bigcap B_i$.

Since $\Psi(M, c_1, a, b)$ is infinite at least one of V_i is infinite up to reenumeration we may say that V_1 is infinite. Then it contains c_i, c_j for some $i \neq j$. B_i is an interval, which contains c_i, c_j . Then it contains $a = c_i \cap c_j$ and $b = c_i \cup c_j$. Then $(a, b) \subseteq B_i \Rightarrow (a, b) = \cap B_i \Rightarrow c_1 \in c_1 \in V_1 \Rightarrow c_1 \in \Psi(M, c_1, a, b)$ for a contradiction.

Lemma 3. There is a weakly o-minimal structure which is not nearly po-minimal.

Proof. Let $(\mathbb{N} \cup \{\infty\}, \leq)$ be ordered as $0 <_1 n <_1 \infty$ for any positive n and n, k are incomparable for $0 < n \neq k < \infty$. Then this structure is a weakly po-minimal lattice but not nearly po-minimal.

REFERENCES

- 1 L. van den Dries. O-minimal structures, pp. 137-185 in Logic: from foundations to applications (Staffordshire, 1993 / Edited by W. Hodges et al., Oxford Univ. Press, New York, 1996).
- 2 Pillay A., Steinhorn C. Definable sets in ordered structures, I. Trans. Amer. Math. Soc. 295:2 (1986), 565-592.
- 3 Knight J.F., Pillay A., Steinhorn C. Definable sets in ordered structures, II. Trans. Amer. Math. Soc. 295:2 (1986), 593-605.
- 4 Pillay A., Steinhorn C. Definable sets in ordered structures, III. Trans. Amer. Math. Soc. 309:2 (1988), 469-476.
- 5 Dickmann M.A. Elimination of quantifiers for ordered valuation rings, pp. 64-88 in Proceedings of the third Easter conference on model theory (Gross Koris, 1985), Fachbereich Mathematik, Humboldt Univ. Berlin, 1985.
- 6 Macpherson D., Marker D., Steinhorn Ch. Weakly o-minimal structures and real closed fields. Transactions of the American Mathematical Society. 2000. Vol. 352. P. 5435–83.

Резюме

Г. П. Әбубәкірова, Ф. К. Мұқантаева, В. В. Вербовский

(Сүлеймен Демирел атындағы университет, Қаскелен, Алматы, Қазақстан Республикасы)

БОСАҢ О-МИНИМАЛДЫ ІШІНАРА ЖИЫНТЫҚТАРДЫҢ КЕЙБІР ЖИНАҚТАУЛАРЫ

Мақалада босаң о-минималды ішінара тәртібінің кейбір жинақтаулары қарастырылған. Босаң о-минимал аталатын ішінара тапсырылған құрылым, егер кез келген жиынтықпен анықталса – айқын жиынтықтың шеткі бірлестігі саналады. Айқын жиынтық ұғымы зерделенген.

Тірек сөздер: о-минималды, ішінара жиынтықтар.

Резюме

Г. П. Абубакирова, Ф. К. Мукантаева, В. В. Вербовский

(Университет им. Сулеймана Демиреля, Каскелен, Республика Казахстан)

НЕКОТОРЫЕ ОБОБЩЕНИЯ СЛАБОЙ О-МИНИМАЛЬНОСТИ НА ЧАСТИЧНЫЕ ПОРЯДКИ

В статье изучены некоторые обобщения слабой о-минимальности на частичные порядки. Частично заказанная структура называемая хилой о-минимальностью, если любое определимое подмножество – конечное объединение выпуклых наборов. Изучено понятие выпуклых наборов.

Ключевые слова: о-минимальность, частичные порядки.

Поступила 2.09.2013г.

К. М. ТУЛЕНБАЕВ, А. КАЛИЕВА, СЕЙДАХМЕТ СУЛТАНАЛИ

(Университет им. Сулеймана Демиреля, Каскелен, Республика Казахстан)

ПРИМЕНЕНИЕ ИЕРАРХИЧЕСКИХ МОРФИЗМОВ ДЛЯ АНАЛИЗА КАЧЕСТВА ПРОГРАММ

Аннотация. Статья посвящена применению алгебраической теории категорий к анализу качества программного обеспечения. Для математического представления качества вводится категория качества и функтор в метрическое пространство.

Ключевые слова: категория качества, качество программного обеспечения, категория метрик.

Тірек сөздер: сапа категориясы, бағдарламалық қамтамасыз ету сапасы, метрикалар категориясы.

Keywords: quality category, software quality, metrics category.

Качество программного обеспечения – это способность программного продукта к удовлетворению установленных или предполагаемых потребностей при использовании в заданных условиях. Мы предлагаем методику оценки качества программных средств, базирующуюся на использовании категории качества и метрик программ.

В данной статье мы анализируем отсутствие классов-данных и классов-монстров, что является одним из показателей качества программного обеспечения. В частности мы используем соответствующую модель UML и на ранней стадии определяем отсутствие классов-данных и классов-монстров с помощью теории категорий.

Отсутствие классов-данных и классов-монстров мы определяем с помощью метрик:

1) метрики классов-данных: WOCF, WOCM, WOC, NOPA, NOA, NOP, MC, WMC

2) метрики классов-монстров: WMC, ATFD, QP, NM, TCC.

Ниже описываются данные метрики.

Модель качества определяется с помощью теории категорий. Категория качества Q используется для представления понятия качества ПС и состоит из объектов $Ob(Q)$ и морфизмов

$Mor(Q)$. Объекты категории образуют множество $Ob(Q) = \bigcup_{i=0}^n Q_i$ – множество объектов, соответствующих характеристикам качества и принципам проектирования i -го уровня иерархии модели, k_i –

число элементов множества Q_i . Морфизмы категории задают иерархические связи элементов качества $Mor(Q) = \{ \xi_{a,b}^{i,j} \} = Mor_{si}(Q) \cup Mor_{di}(Q) \cup Mor_{sl}(Q)$, где $Mor_{si}(Q)$, $Mor_{di}(Q)$ и $Mor_{sl}(Q)$ –

множества соответственно строгих, нестрогих иерархических и одноуровневых морфизмов. В качестве конкретной задачи главной оцениваемой характеристикой качества будет является „удобство сопровождения“ ПС. Согласно стандарту ISO/IEC 25 000 эта характеристика зависит от подхарактеристик „удобство проверки“, „стабильность“, „удобство внесения изменений“, „анализируемость“ и „соответствие стандартам сопровождения“. Декомпозируем подхарактеристики качества на ряд принципов проектирования применительно к объектно-ориентированному стилю. Это принципы „высокое сцепление“, „низкая связность“, „отсутствие классов-данных“ (классов, содержащих большое количество данных-членов в сравнении с функциями-членами) и „отсутствие классов-монстров“ (больших и сложных классов, малозависящих от остальных классов).

Категория метрик MS имеет в качестве объектов базовые M_b и производные M_d метрические пространства, а в качестве морфизмов – операторы комплексирования A^c , служащие для описания зависимости между производными и базовыми метриками. Модель метрик генерируется путем применения функтора (т.е. отображения категорий, сохраняющего их структуру [2]) из модели качества. Функтор $QM : Q \rightarrow MS$ является контравариантным одноместным функтором, отображающим объекты категории качества на метрические пространства категории измерений $QM(Ob(Q)) = Ob(MS)$, а морфизмы категории качества – на морфизмы категории измерений, которые представляют собой операторы комплексирования над метрическими пространствами $QM(Mor(Q)) = Mor(MS)$.

Введем следующие обозначения:

Внутреннее и внешнее качество = q_1^0

Удобство сопровождения = q_1^1

Удобство проверки = q_1^2

Стабильность = q_2^2

Удобство внесения изменений = q_3^2

Анализируемость = q_4^2

Высокое сцепление = q_1^3

Низкая связность = q_2^3

Отсутствие классов-данных = q_3^3

Отсутствие классов-монстров = q_4^3

Морфизмы

$\xi_{1,1}^{0,1}: q_1^0 \rightarrow q_1^1$

$\xi_{1,1}^{1,2}: q_1^1 \rightarrow q_1^2$

$\xi_{1,2}^{1,2}: q_1^1 \rightarrow q_2^2$

$\xi_{1,3}^{1,2}: q_1^1 \rightarrow q_3^2$

$\xi_{1,4}^{1,2}: q_1^1 \rightarrow q_4^2$

$\xi_{1,1}^{2,3}: q_1^2 \rightarrow q_1^3$

$\xi_{1,2}^{2,3}: q_1^2 \rightarrow q_2^3$

$\xi_{2,1}^{2,3}: q_2^2 \rightarrow q_1^3$

$\xi_{2,2}^{2,3}: q_2^2 \rightarrow q_2^3$

$\xi_{3,3}^{2,3}: q_3^2 \rightarrow q_3^3$

$\xi_{3,4}^{2,3}: q_3^2 \rightarrow q_4^3$

$\xi_{4,3}^{2,3}: q_4^2 \rightarrow q_3^3$

$\xi_{4,4}^{2,3}: q_4^2 \rightarrow q_4^3$

Поиск базовых метрик и определение производных метрик.

Процесс подбора метрик заключается в формировании измерительного базиса из производных и базовых метрик, необходимого и достаточного для обеспечения полноты оценки всех элементов модели качества ПС. Процесс подбора метрик основывается на существующих стандартах, мнениях экспертов и положительных примерах управления качеством ПС. Выберем для оценки качества ПС следующие метрики, определенные в работе [1]:

- метрики связности: NR, NBR, NABR, NAR, NRA;
- метрики сцепления: LCOM, PP, QP, NMWA;
- метрики классов-данных: WOCF, WOCM, WOC, NOPA, NOA, NOP, MC, WMC;
- метрики классов-монстров: WMC, ATFD, QP, NM, TCC.

Для моделирования программных сущностей используются ориентированные помеченные типизированные графы. Пусть $T = (VT, ET)$ – пара непересекающихся конечных множеств предопределенных типов вершин и ребер; (L, A) – помеченный T -типизированный граф G , который является двойкой $(g, type)$, такой что $g - (L, A)$ -помеченный граф и $type = (vt : V \rightarrow VT, et : E \rightarrow ET)$ – пара функций, связывающих соответственно с каждой вершиной и ребром их типы. Множество $VG = \{C, F, O, G, L\}$ всех возможных типов вершин служит для представления соответственно класса (C), открытого поля (F), метода (O), открытых методов доступа или модификации поля (G), оператора цикла (L). Отношения между программными сущностями представляются с помощью ребер.

Опишем множество $EG = \{i, u, o, t, a, b\}$ всех возможных типов ребер

$i : C \rightarrow C$ Использование абстрактного предка класса

$u : C \rightarrow C$ Использование класса

$o : F \rightarrow C$ Принадлежность поля классу

$o : M \rightarrow C$ Принадлежность метода классу

$o : G \rightarrow C$ Принадлежность открытых методов доступа или модификации поля классу

$t : F \rightarrow C$ Классовый тип поля

$a : O \rightarrow F$ Доступ к полю из метода

$a : G \rightarrow F$ Доступ к полю из открытых методов доступа или модификации поля

$b : L \rightarrow O$ Принадлежность оператора цикла методу

$b : L \rightarrow L$ Вложенность операторов циклов

На этом этапе на основе графовой модели ПС определяются формулы для расчета базовых и производных метрик. Обозначим как m_j^{bi} и m_j^{di} соответственно базовые и производные метрики, заданные на пространствах M_j^{bi} и M_j^{di} .

Формулы для расчета метрик уровня класса приведены ниже, где v – идентификатор вершины, соответствующей оцениваемому классу;

$$OV_G(v) = \{s(e) : e \in \{E_G : t(e) = v\}\};$$

$$IV_G(v) = \{t(e) : e \in \{E_G : t(e) = v\}\};$$

$$ivec(v, t, r) = |\{t(e) : e \in IV_G(v) \wedge vt(s(e)) = t \wedge et(e) = r\}|;$$

$$ivc(v, t) = |\{s(e) \in IV_G(v) : vt(s(e)) = t\}|;$$

$$ipath(v, t, r) = |\{t(e) : e \in IV_G^n(v) \wedge vt(s(e)) = t \wedge et(e) = r\}|$$

Преобразованные таким способом метрики уровня классов образуют метрические пространства уровня системы, на основе которых формируются новые производные пространства для расчета остальных высокоуровневых метрик ПС.

$$m_j^{di} = \sum_{l=1}^n m_j^{d_l} (v(l)) / n, \text{ где } n - \text{ количество классов.}$$

Формулы для базовых метрик

$$\text{WOCF: } m_7^{b5} = ivc(v, M) - ivc(v, G)$$

$$\text{WOCM: } m_8^{b5} = ivc(v, M)$$

$$\text{WOC: } m_4^{d4} = 1 - \frac{ivc(v, G)}{ivc(v, M)}$$

$$\text{NOPA: } m_9^{b5} = ivc(v, F)$$

$$\text{NOA: } m_{10}^{b5} = ivc(v, G)$$

$$\text{NOP: } m_5^{d4} = ivc(v, F) + ivc(v, G)$$

$$\text{MC: } m_{11}^{b5} = \max(ipath(m, L, b))$$

$$\text{WMC: } m_6^{d4} = \sum_{m \in \{s(e) \in IV_G(v) : vt(s(e)) = M\}} \max(ipath(m, L, b))$$

$$\text{ATFD: } m_{12}^{b5} = \sum_{m \in \{s(e) \in IV_G(v) : vt(s(e)) = M\}} |\{OV_G(m)\} / \{IV_G(v)\}|$$

$$\text{QP: } m_2^{b5} = \sum_{f \in \{s(e) \in IV_G(v) : vt(s(e)) = F\}} \frac{ivec(f, m, a)!}{2!(ivec(f, m, a) - 2)!}$$

$$\text{NM: } m_{13}^{b5} = ivc(v, M)$$

$$\text{TCC: } m_7^{d4} = \frac{m_2^{b5}}{m_{13}^{b5}}$$

Операторы комплексирования над метрическими пространствами

$$\text{Метрика(Внутреннее и внешнее качество)} = M_1^{d0}$$

$$\text{Метрика(Удобство сопровождения)} = M_1^{d1}$$

$$\text{Метрика(Удобство проверки)} = M_1^{d2}$$

$$\text{Метрика(Стабильность)} = M_2^{d2}$$

$$\text{Метрика(Удобство внесения изменений)} = M_3^{d2}$$

$$\text{Метрика(Анализируемость)} = M_4^{d2}$$

$$\text{Метрика(Высокое сцепление)} = M_1^{d3}$$

$$\text{Метрика(Низкая связность)} = M_2^{d3}$$

$$\text{Метрика(Отсутствие классов-данных)} = M_3^{d3}$$

$$\text{Метрика(Отсутствие классов-монстров)} = M_4^{d3}$$

Операторы комплексирования над метрическими пространствами:

$$A_{1,1}^{0,1} : M_1^{d1} \rightarrow M_1^{d0}$$

$$\begin{aligned}
A_{1,1}^{1,2} : M_1^{d_2} &\rightarrow M_1^{d_1} \\
A_{1,2}^{1,2} : M_2^{d_2} &\rightarrow M_1^{d_1} \\
A_{1,3}^{1,2} : M_3^{d_2} &\rightarrow M_1^{d_1} \\
A_{1,4}^{1,2} : M_4^{d_2} &\rightarrow M_1^{d_1} \\
A_{1,1}^{2,3} : M_1^{d_3} &\rightarrow M_1^{d_2} \\
A_{2,1}^{2,3} : M_2^{d_3} &\rightarrow M_1^{d_2} \\
A_{2,2}^{2,3} : M_2^{d_3} &\rightarrow M_2^{d_2} \\
A_{1,3}^{2,3} : M_1^{d_3} &\rightarrow M_3^{d_2} \\
A_{3,3}^{2,3} : M_3^{d_3} &\rightarrow M_3^{d_2} \\
A_{3,4}^{2,3} : M_3^{d_3} &\rightarrow M_4^{d_2} \\
A_{4,4}^{2,3} : M_4^{d_3} &\rightarrow M_4^{d_2} \\
A_{4,3}^{2,3} : M_4^{d_3} &\rightarrow M_3^{d_2}
\end{aligned}$$

Теорема 1. Отсутствие классов-данных и отсутствие классов-монстров вычисляются по

формулам $m_3^{d_3} = \frac{m_4^{d_4} + m_5^{d_4} + 2m_6^{d_4}}{4}$ и $m_4^{d_3} = \frac{2m_6^{d_4} + 2m_{12}^{b_5} + m_7^{d_4}}{5}$ соответственно.

Доказательство: Рассмотрим функторы из базовых метрик в производные метрики.

Кроме того, рассмотрим операторы комплексирования:

$$\begin{aligned}
A_{4,7}^{4,5} : M_7^{b_5} &\rightarrow M_4^{d_4} \\
A_{4,8}^{4,5} : M_8^{b_5} &\rightarrow M_4^{d_4} \\
A_{5,9}^{4,5} : M_9^{b_5} &\rightarrow M_5^{d_4} \\
A_{5,10}^{4,5} : M_{10}^{b_5} &\rightarrow M_5^{d_4} \\
A_{6,11}^{4,5} : M_{11}^{b_5} &\rightarrow M_6^{d_4} \\
A_{7,13}^{4,5} : M_{13}^{b_5} &\rightarrow M_7^{d_4} \\
A_{4,12}^{3,5} : M_{12}^{b_5} &\rightarrow M_4^{d_3} \\
A_{7,14}^{4,5} : M_{14}^{b_5} &\rightarrow M_7^{d_4} \\
A_{4,6}^{3,4} : M_6^{d_4} &\rightarrow M_4^{d_3} \\
A_{4,7}^{3,4} : M_7^{d_4} &\rightarrow M_4^{d_3} \\
A_{3,5}^{3,4} : M_5^{d_4} &\rightarrow M_3^{d_3} \\
A_{3,6}^{3,4} : M_6^{d_4} &\rightarrow M_3^{d_3} \\
A_{4,12}^{3,5} : M_{12}^{b_5} &\rightarrow M_4^{d_3}
\end{aligned}$$

Учитывая композитность метрик, получаем данные формулы.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Lore M., Kidd J. Object-Oriented Software Metrics. – N.Y.: Prentice Hall, 1994.
- 2 Леоненков А. В. Самоучитель UML. – М.: BHV, 2006.
- 3 И. Букур, А. Деляну. Введение в теорию категорий и функторов. – М., Мир, 1972.

REFERENCES

- 1 Lore M., Kidd J. Object-Oriented Software Metrics. – N.Y.: Prentice Hall, 1994.
- 2 Leonenkov A. V. Samouchitel' UML. – M.: BHV, 2006.
- 3 I. Bukur, A. Deljanu. Vvedenie v teoriju kategorij i funktorov. – M., Mir, 1972.

Резюме

К. М. Түленбаев, А. Қалиева, Сейдахмет Сұлтанәлі

(Сүлеймен Демирел атындағы университет, Қаскелен, Алматы, Қазақстан Республикасы)

ИЕРАРХИАЛЫҚ МОРФИЗМДАРДЫ БАҒДАРЛАМАЛЫҚ САПА ТАЛДАУЫНА ҚОЛДАНУ

Мақала алгебралық категория теориясын бағдарламалық қамтамасыз ету сапа талдауына қолдануға арналған. Математикалық ұғым сапасы үшін біз сапа категориясын және метрикалық кеңістіктегі функторды пайдаланамыз.

Тірек сөздер: сапа категориясы, бағдарламалық қамтамасыз ету сапасы, метрикалар категориясы.

Summary

K. M. Tulenbayev, A. Kalieva, Seidakhmet Sultanali

(Suleyman Demirel University, Kaskelen, Republic of Kazakhstan)

APPLICATION OF HIERARCHICAL MORPHISMS TO ANALYSIS OF SOFTWARE QUALITY

The article focuses on the application of the algebraic theory of categories to the analysis of software quality. For the mathematical representation we introduce quality category and functor in the metric space.

Keywords: quality category, software quality, metrics category.

Поступила 5.08.2013г.

УДК 519.21

А. К. ШАЙМЕРДЕНОВА

(Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Республика Казахстан)

**АСИМПТОТИЧЕСКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ
ДЛЯ ОДНОТИПНОГО КРИТИЧЕСКОГО
ДРОБНО-ЛИНЕЙНОГО ПРОЦЕССА ГАЛЬТОНА-ВАТСОНА
В СЛУЧАЙНЫЙ МОМЕНТ ВРЕМЕНИ**

Аннотация. В работе изучаются однотипные дробно-линейные ветвящиеся процессы. Найдены асимптотические свойства вероятности невырождения в случайный момент наблюдения в критическом случае.

Ключевые слова: вероятность невырождения, случайный момент, дробно-линейное распределение, Тауберова теорема.

Тірек сөздер: процестің тоқтамау ықтималдығы, кездейсоқ бақыланған уақыт, бөлшек-сызықты үлестірім, Таубер теоремасы.

Keywords: survival probability, random time, linear-fractional distribution, Tauberian theorem.

Введение. Рассмотрим процесс Гальтона-Ватсона с дробно-линейным законом размножения. Закон размножения частиц в популяций дается через производящую функцию. Производящая функция для дробно-линейного процесса имеет вид

$$f(s) = h_0 + h_1 \frac{s}{1 + m - ms},$$

с вероятностью h_0 частица не имеет потомков, $1 - h_0 = h_1$ – вероятность того, что частица будет иметь хотя бы один потомок, m – положительная константа.

Среднее число частиц вычисляется через производящую функцию $M = f'(1)$. Сравнивая среднее число частиц M с единицей, получим классификацию ветвящихся процессов Гальтона-Ватсона:

- если $M > 1$, процесс называется надкритическим,
- если $M < 1$, процесс называется докритическим,
- если $M = 1$, процесс называется критическим.

Для дробно-линейного процесса среднее число потомков вычисляется как $M = h_1(1+m)$. Закон размножения за n поколений сохраняет свойство дробно-линейности [1].

$$f^{(n)}(s) = h_0^{(n)} + h_1^{(n)} \frac{s}{1 + m^{(n)} - m^{(n)}s},$$

где

- в надкритическом случае, когда $M > 1$, вероятность $h_1^{(n)} = \frac{M^n(1-q)}{M^n - q}$ и $1 + m^{(n)} = \frac{M^n - q}{1 - q}$,
- в докритическом случае, когда $M < 1$, вероятность $h_1^{(n)} = \frac{M^n(q-1)}{q - M^n}$ и $1 + m^{(n)} = \frac{q - M^n}{q - 1}$,
- в критическом случае, когда $M = 1$, вероятность $h_1^{(n)} = \frac{1}{1 + mn}$ и $1 + m^{(n)} = 1 + mn$, где $q = \frac{1+m}{m}h_0$ и $h_1^{(n)}$ является $\mathbb{P}(Z_n \neq 0)$ вероятностью невырождения.

Хорошо известно, что для критических процессов Гальтона-Ватсона справедлива следующая асимптотика [2].

Теорема 1. В критическом случае, когда $M = 1$, если производящая функция удовлетворяет условию $f'''(1) = 2B \in (0, \infty)$, то имеет место следующая асимптотика вероятности невырождения процесса за n поколений

$$\mathbb{P}(Z_n \neq 0) \sim \frac{1}{Bn}, n \rightarrow \infty.$$

То есть имеется асимптотическое поведение вероятности невырождения за фиксированный момент наблюдений. А что если мы будем наблюдать процесс в случайное время T ? Какова вероятность невырождения критического процесса Гальтона-Ватсона с дробно-линейным распределением наблюденного в случайное время?

Рассмотрим для простоты однотипный ветвящийся процесс Гальтона-Ватсона с дробно-линейным распределением, так как для этого случая многие вычисления упрощаются.

Следующая теорема аналог теоремы 1 для ветвящегося процесса Гальтона-Ватсона с дробно-линейным распределением

Теорема 2. В критическом случае, когда $M = 1$, верна следующая асимптотика вероятности невырождения дробно-линейного процесса Гальтона-Ватсона за n поколений

$$\mathbb{P}(Z_n \neq 0) \sim \frac{1}{mn}, n \rightarrow \infty.$$

Учитывая эту теорему, хотим аналогичный результат получить для вероятности невырождения дробно-линейного процесса Гальтона-Ватсона в случайный момент наблюдения.

Пусть $T \sim Geom(p)$ случайное время распределенная геометрически, т.е. $\mathbb{P}(T = n) = p(1 - p)^n$. Наша цель найти асимптотические свойства вероятности невырождения дробно-линейных ветвящихся процессов Гальтона-Ватсона в случайный момент наблюдения T .

Для краткости, вероятность невырождения в случайный момент наблюдения обозначим через $1 - \Omega_p$, так как зависит от параметра p . Она находится по формуле полной вероятности

$$1 - \Omega_p = \mathbb{P}(Z_T \neq 0) = \sum_{n=0}^{\infty} \mathbb{P}(T = n)\mathbb{P}(Z_T \neq 0 | T = n),$$

Заметим, что условная вероятность $\mathbb{P}(Z_T \neq 0 | T = n)$ совпадает с вероятностью невырождения $\mathbb{P}(Z_n \neq 0)$.

Дадим определение медленно меняющейся функций и приводим утверждение Тауберовой теоремы из [3]. Это утверждение нам понадобится при доказательстве теоремы.

Определение Заданная на $(0, \infty)$ положительная функция \mathfrak{L} называется медленно меняющейся на бесконечности в том и только в том случае, когда она удовлетворяет условию

$$\frac{\mathfrak{L}(tx)}{\mathfrak{L}(t)} \rightarrow 1$$

при $t \rightarrow \infty$, для любого $x > 0$.

Теорема 3 Пусть $a_n \geq 0$, и пусть $F(s) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n s^n$ сходится при $0 \leq s < 1$. Если \mathcal{L} медленно меняется на бесконечности и $0 \leq \rho < \infty$, то каждое из двух соотношений

$$F(s) \sim \frac{1}{(1-s)^\rho} \mathcal{L}\left(\frac{1}{1-s}\right), s \rightarrow 1- \quad (1)$$

и

$$a_0 + a_1 + \dots + a_n \sim \frac{1}{\Gamma(\rho+1)} n^\rho \mathcal{L}(n), n \rightarrow \infty \quad (2)$$

влечет другое.

Далее, если последовательность a_n монотонна и $0 < \rho < \infty$, то (1) равносильно соотношению

$$a_n \sim \frac{1}{\Gamma(\rho)} n^{\rho-1} \mathcal{L}(n), n \rightarrow \infty.$$

Основной результат для критического процесса

Теорема 4. Вероятность невырождения критического дробно-линейного ветвящегося процесса Гальтона-Ватсона в случайный момент наблюдений удовлетворяет соотношению

$$1 - \Omega_p \sim \frac{1}{m} p \ln p^{-1}, p \rightarrow 0.$$

Доказательство Теоремы 4:

Эту теорему будем доказывать с помощью Тауберовой теоремы. Вероятность невырождения за n поколения в критическом случае

$$\mathbb{P}(Z_n \neq 0) = \frac{1}{1 + mn}.$$

Учитывая это получим формулу вероятности невырождения в случайный момент времени для критического случая

$$1 - \Omega_p = \mathbb{P}(Z_T \neq 0) = p \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(1-p)^n}{1 + mn}.$$

Далее, применяя Тауберову теорему получим асимптотику для вероятности невырождения $1 - \Omega_p$. В нашем случае, $a_n = \frac{1}{1 + mn}$, $s = 1 - p$. Имеем,

$$1 + \frac{1}{1+m} + \frac{1}{1+2m} + \dots + \frac{1}{1+mn} \sim \frac{1}{m} \ln n, n \rightarrow \infty.$$

Сравнивая с (2), замечаем, что $\rho = 0$, $\mathcal{L}(n) = \frac{1}{m} \ln n$. По утверждению теоремы 3, (2) влечет (1). Тогда имеет место

$$p \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(1-p)^n}{1 + mn} \sim \frac{1}{m} p \ln p^{-1}, p \rightarrow 0+.$$

Это завершает доказательство данной теоремы.

Из полученного результата видно, что в случайный момент наблюдения вероятность невырождения отличается от случая в теореме 2 на $\ln n$ (учитывается, что p порядка $\frac{1}{n}$). В полученном нами результате вероятность невырождения становится больше за счет $\ln n$. Почему больше? Случайный момент T меньше момента n . Значит вероятность невырождения больше. Может быть, случайный момент T больше момента n , но с маленькой вероятностью $\mathbb{P}(T > n) = (1-p)^n$ (хвост геометрического распределения). Поэтому в среднем T меньше момента n , что и делает вероятность невырождения больше.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Athreya K., Ney P. Branching processes. – London-New York-Sydney: John Wiley & Sons, 1972.
- 2 Ватулин В.А. Ветвящиеся процессы. – М.: МИАН, 2008.
- 3 Феллер В. Введение в теорию вероятностей и ее приложения. – М.: Мир, 1967. – Т. 2.

REFERENCES

- 1 Athreya K., Ney P. Branching processes. London-New York-Sydney: John Wiley & Sons, 1972.
- 2 Vatutin V.A. Vetyashiesya prosessy. M.: MIAN, 2008 (in Russ.).
- 3 Feller W. Vvedenie v teoriyu veroyatnostei i ee prilozheniya. M.: Mir, 1967, T. 2 (in Russ.).

Резюме

А. Қ. Шаймерденова

(әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан Республикасы)

КЕЗДЕЙСОҚ БАҚЫЛАНҒАН УАҚЫТТАҒЫ БІР ТИПТІ КРИТИКАЛЫҚ
БӨЛШЕК-СЫЗЫҚТЫ ГАЛЬТОН-ВАТСОН ПРОЦЕСТЕРІНЕ АРНАЛҒАН
АСИМПТОТИКАЛЫҚ НӘТИЖЕЛЕР

Жұмыста біртепті бөлшек-сызықты Гальтон-Ватсон процестері қарастырылған. Кездейсоқ бақыланған уақыттағы процестің тоқтамау ықтималдығының асимптотикалық қасиеттері критикалық жағдайда табылған.

Тірек сөздер: процестің тоқтамау ықтималдығы, кездейсоқ бақыланған уақыт, бөлшек-сызықты үлестірім, Таубер теоремасы.

Summary

A. K. Shaimerdenova

(Al-Farabi Kazakh national university, Almaty, Republic of Kazakhstan)

ASYMPTOTIC RESULTS
FOR SINGLE-TYPE LINEAR-FRACTIONAL
GALTON-WATSON PROCESSES AT RANDOM TIME

In the paper considered single-type linear-fractional Galton-Watson processes. Asymptotic properties of survival probability at random time have been found in critical case.

Keywords: survival probability, random time, linear-fractional distribution, Tauberian theorem.

Поступила 5.08.2013г.

Юбилейные даты

Доктору физико-математических наук, профессору Виктору Германовичу ТЕЙФЕЛЮ – 80 лет



Виктор Германович Тейфель родился 20 октября 1933 г. в г. Колмна Московской области. В Академии наук Казахстана он работает с момента окончания Горьковского государственного университета. С 1955 по 1960 гг. – сотрудник Сектора астроботаники АН КазССР. С 1960 г. по настоящее время работает в Астрофизическом институте: до 1970 г. – в должности ученого секретаря и с 1970 г. по настоящее время – в должности заведующего лабораторией физики Луны и планет. В 1961 г. защитил кандидатскую диссертацию, в 1981 г. – докторскую. Обе диссертации – кандидатская по исследованиям Луны – и докторская по исследованиям атмосфер Юпитера и Сатурна – были защищены в Ученом совете Главной астрономической обсерватории АН СССР в Пулковке. В 1986 г. утвержден в ученом звании профессора. За выполненные работы был награжден двумя бронзовыми медалями ВДНХ СССР. В. Г. Тейфель дважды удостоен государственной стипендии для выдающихся ученых Казахстана.

В. Г. Тейфель является одним из ведущих и известных в мировой науке специалистов в области физики планет; он – автор 320 научных статей. Две монографии («Атмосфера планеты Юпитер» и «Физические характеристики планет-гигантов») были переведены в США; в коллективных монографиях «Юпитер» и «Сатурн», изданных Аризонским университетом, были помещены обзоры, написанные В. Г. Тейфелем. Несмотря на почтительный возраст, он продолжает интенсивно работать. В. Г. Тейфель лично проводит астрономические наблюдения, обработку и анализ полученного материала. Им написаны большинство используемых при обработке полученного материала компьютерных программ. За последние 5 лет В. Г. Тейфелем опубликовано 40 научных статей, не считая большого числа научно-популярных публикаций (статей и интервью) в газетах и журналах.

Большое внимание В. Г. Тейфель уделял и продолжает уделять подготовке научных кадров. Он руководил дипломными работами студентов Уральского, Казанского, Одесского и Казахского университетов. Под руководством Виктора Германовича защищены 8 кандидатских диссертаций. Он неоднократно выступал в качестве официального оппонента по защитам докторских и кандидатских диссертаций в специализированных советах Главной астрономической обсерватории АН УССР и Государственного астрономического института им. П. К. Штернберга, а также представлял отзыв ведущего учреждения по 11 кандидатским диссертациям.

В течение многих лет (с 1963 по 1991 гг.) В. Г. Тейфель был бессменным председателем Рабочей группы «Планеты-гиганты» при Астрономическом совете АН СССР, организовывал регулярные совещания рабочей группы, большинство которых проводилось в Алма-Ате, а Астрофизический институт официально считался координирующим учреждением в Союзе по изучению планет-гигантов. В 1980-е годы В. Г. Тейфель был заместителем председателя Координационного совета по комплексной программе исследований тел Солнечной системы при Отделении общей физики и астрономии АН СССР. Работа по координации исследований планет-гигантов в рамках СНГ продолжается и в настоящее время. Планетная лаборатория под руководством В. Г. Тейфеля регулярно участвует в ряде международных программ сотрудничества, в том числе в программе «International Jupiter Watch», а также в программах наблюдений взаимных явлений в системах

спутников Сатурна и Юпитера (PHEMU-95, PHEMU-97, PHEMU-2003, PHEMU-2009), патрульных наблюдений Марса (Mars-97, Mars-99, Mars-2003), наблюдениях астероида Веста.

Важен вклад В. Г. Тейфеля в поддержание высокого научного престижа Республики Казахстан. Показателем этого является то, что в течение ряда лет он избирался вице-президентом (1978–1983 гг.) и президентом (1983–1985 гг.) Комиссии по физическому изучению планет и спутников Международного астрономического союза. Он входит в состав оргкомитетов международных планетных симпозиумов, является членом Международной рабочей группы по номенклатуре тел Солнечной системы Международного астрономического союза.

В. Г. Тейфель является членом отделения планетных наук Американского астрономического общества (ААО), что дает ему право представлять доклады на ежегодные планетные конференции ААО – самые крупные международные совещания по исследованиям Солнечной системы. Кроме того, он избирался в члены Планетного общества США и Нью-Йоркской академии наук.

В. Г. Тейфель неоднократно представлял доклады на международных симпозиумах в США, Англии, ФРГ, России. Результаты проведенных им исследований достаточно хорошо известны в научном мире – только в научных изданиях дальнего зарубежья имеется более 200 ссылок на работы В. Г. Тейфеля и сотрудников возглавляемой им лаборатории физики Луны и планет.

В 1996 г. он был приглашен в качестве соавтора (единственный ученый из СНГ) Институтом физики США и участвовал в составлении нового большого справочника «Астрофизические величины», опубликованного в конце 1999 г.

В. Г. Тейфель и коллектив возглавляемой им лаборатории физики Луны и планет выиграл один из семи первых долгосрочных грантов Международного научного фонда по Казахстану. В 1994 г. В. Г. Тейфель получил специальный грант Европейской южной обсерватории на приобретение высокочувствительного панорамного приемника излучения – ПЗС-камеры, с помощью которой к настоящему времени получен обширный наблюдательный материал и выполнен ряд исследований планет-гигантов (Юпитера и Сатурна), спутников Сатурна и Юпитера, комет Де Вико, Хиакутакэ, Хейла-Боппа.

Программа планируемых научных исследований В. Г. Тейфеля достаточно обширна и связана, прежде всего, с проблемой изучения аэрозольной и молекулярной составляющих планетных атмосфер, и в значительной степени смыкается с актуальной проблемой изменения климата Земли. Кроме астрофизических исследований, В. Г. Тейфель принимал участие в космической программе Казахстана в качестве руководителя астро-геофизического блока программ «Полет» и «Гарыш», а также руководителя космического эксперимента «Мезосфера» по совместному наблюдению мезосферных облаков из космоса (с использованием орбитальной станции «Мир») и с Земли. С этой целью были организованы наблюдения мезосферных облаков в Алматы и в Северном Казахстане. В результате этих наблюдений удалось зафиксировать редчайший случай появления мезосферных (серебристых) облаков над территорией нашей республики.

В. Г. Тейфель проводит активную научно-общественную деятельность: многие годы он был председателем Алма-Атинского отделения Всесоюзного астрономо-геодезического общества (ВАГО), членом центрального совета ВАГО, членом научно-методического совета и лектором общества «Знание». Виктор Германович уделяет большое внимание популяризации научных знаний. Он принял активное участие в более чем 50-ти телевизионных передачах, которые были показаны на таких каналах как: Хабар, КТК, 31 канал и др.

Астрофизический институт им. В. Г. Фесенкова, ученики, соратники, коллеги поздравляют Виктора Германовича Тейфеля с 80-летием со дня рождения, желают здоровья, счастья, реализации всех творческих замыслов, долгих лет жизни.

Памяти ученого



28 сентября 2013 г. на 69-м году жизни скончалась **Туркеева Бахыт Амиркуловна**, известный казахстанский ученый и организатор науки в области солнечно-земной физики. Она была единственной из казахских женщин кандидатом наук по специальности радиофизика.

Основным направлением научной деятельности Б. А. Туркеевой являлось исследование воздействия солнечных вспышек на нижнюю ионосферу и пространственное распределение напряженности поля радиоволн дециметрового диапазона. Бахыт Амиркуловна изучала влияние солнечной активности на характеристики околоземного космического пространства и биосферу Земли.

Б. А. Туркеева опубликовала более 60 научных трудов, защитила кандидатскую диссертацию на тему «Взаимная диагностика параметров нижней ионосферы и рентгеновского излучения при солнечных вспышках» в диссертационном совете Ленинградского госуниверситета, достойно представляла науку Казахстана на международных конференциях.

Б. А. Туркеева, работая ученым секретарем Института, ученым секретарем Отделения физико-математических наук Национальной академии наук, ученым секретарем Управления организации научно-технической экспертизы Национальной академии наук, ученым секретарем регионального Диссертационного Совета по защитах докторских и кандидатских диссертаций при Институте ионосферы, внесла существенный вклад в научную и научно-организационную деятельность Института ионосферы Национального центра космических исследований и технологий, Национальной академии наук Республики Казахстан. Она вложила много сил в подготовку специалистов для космической отрасли страны.

Ушел из жизни обаятельный, чуткий, отзывчивый, добропорядочный, с открытой и любящей душой человек, мать троих детей.

Память о **Бахыт Амиркуловне** навсегда сохранится в сердцах её коллег и учеников.

*ДТОО «Институт ионосферы»,
АО «Национальный центр
космических исследований и технологий»*

МАЗМҰНЫ

Жұлдыздар жүйесінің динамикасы және аспан механикасының мәселелері

<i>Афанасьева Н.В., Дубовиченко С.Б.</i> Радиациялық $n^{15}\text{N}$ қармауы. I.....	3
<i>Афанасьева Н.В., Дубовиченко С.Б.</i> Радиациялық $n^{15}\text{N}$ қармауы. II.....	7
<i>Афанасьева Н.В., Дубовиченко С.Б.</i> Радиациялық $n^{15}\text{N}$ қармауы. III.....	11
<i>Гайсина В.Н., Денисюк Э.К., Валиуллин Р.Р., Кусакин А.В., Шөмішекова С.А.</i> NGC 7469 Сейферт ғаламы ядросының спектрлік және фотометрлік айнымалылығы.....	15

Жұлдыздар және тұмандықтарды зерттеу

<i>Андреев А.В., Курчаков А.В., Рыспаев Ф.К.</i> MWC 342: Спектрлік және фотометрлік өзгерулердің талдауы және нәтижесі.....	21
<i>Курчаков А.В., Андреев А.В., Кондратьева Л.Н., Рыспаев Ф.К.</i> NGC 6857 тұмандығының иондалған құрылымы.....	28
<i>Курчаков А.В., Рыспаев Ф.К.</i> 2001–2012 жылдар аралығында OY GEM cPNB[e] жұлдызының спектрлік және фотометрлік бақылау.....	35
<i>Андреев А.В., Курчаков А.В., Рыспаев Ф.К.</i> HD 200775 жұлдызының фотометрлік және спектрлік зерттеулері.....	40
<i>Кондратьева Л.Н., Рыспаев Ф.К.</i> AX Per объектісінің спектрлік және фотометрлік бақылаулары.....	48
<i>Кусакин А.В., Хруслов А.В., Қоқымбаева Р.И.</i> GSC 5478-00243 айнымалылығының ашылуы.....	55
<i>Хруслов А.В., Кусакин А.В.</i> NORTHERN SKY VARIABILITY SURVEY мәліметтерінен табылған жаңа айнымалы жұлдыздар.....	57
<i>Курчаков А.В., Князева Л.Н.</i> УК спектрлері бойынша В жұлдыздарының спектрлік жіктеулерінің өлшемдері.....	61
<i>Павлова Л.А.</i> Рентген ауқымындағы жас жұлдыздардың сәулеленуінің табиғаты.....	67
<i>Павлова Л.А.</i> Жұлдызаралық магнит өрістері және жаңа жұлдыздардың поляризациясы.....	70
<i>Князева Л.Н.</i> Күнге ұқсас жұлдыздардың жастарын есептеудің мәселелері.....	74
<i>Шестакова Л.И., Демченко Б.И.</i> Күн тәрізді жұлдыздың маңында сублимациялану аймағында тозанды бөлшектердің орбиталық эволюциясы.....	77

Күн жүйесіндегі денелер мен Күннің физикасы

<i>Минасянц Г.С., Минасянц Т.М.</i> Күннің сыртқы және көрінерлік жақтарындағы пайда болатын шығарындылардың физикалық құрылымы.....	88
<i>Тейфель В.Г., Харитонова Г.А.</i> Планетаның барлық бойлығын квазиүздіксіз мәліметтерді қамту бойынша Юпитердегі метан жұтылуының таралу ерекшеліктері.....	93
<i>Вдовиченко В.Д., Кириенко Г.А.</i> 2009–2011 жылдардағы CN4 889NM жолағында Юпитердегі метанның өзгерулері.....	99
<i>Омаров Т.Б., Филиппов В.А., Филиппов Р.В.</i> Мезосфераның жоғарғы жартысындағы метеорлы іздердің лазерлі-локационды зерттеулері.....	104
<i>Кругов М. А., Личкановский Н.В., Терещенко В.М.</i> «ЦЕЙСС-1000» телескобымен басқару жүйесін жаңғырту. I. Телескоптың механикасын зерттеу және негізгі шарттарын жаңғырту.....	108
<i>Қоқымбаева Р.И., Кругов М.А., Кусакин А.В., Личкановский Н.В., Рудаков И.В., Терещенко В.М.</i> «ЦЕЙСС-1000» телескобымен басқару жүйесін жаңғырту. II. Жүйені жүзеге асыру және блок-сұлбасы.....	112
<i>Диденко А.В., Демченко Б.И., Комаров А.А., Нифонтова М.В., Усольцева Л.А.</i> ЗБА-матрицасы бар 1-м телескопта алдын ала ГСС бақылау нәтижелері.....	117
<i>Демченко Б.И., Диденко А.В.</i> Геостационарлық аймаққа қауіпті жақындасуының кейбір статистикалық сипаттамалары в геостационарной зоне.....	121

Жер маңындағы ғарыштық кеңістіктегі үрдістер

<i>Яковец А.Ф., Водяников В.В., Гордиенко Г.И., Литвинов Ю.Г.</i> Термосфералық желдің ионосфералық ауытқулар өтуіндегі мінез-құлдығы.....	127
<i>Яковец А.Ф., Водяников В.В.</i> Ионосфера F2-қабатын Күннің шығуында зерттеу әдістерін салыстыру.....	134
<i>Салихов Н.М., Пак Г.Д., Қрякунова О.Н.</i> 2011 жылғы Қапшағай жер сілкінісінің алғашқы жаршыларын табу бойынша кешенді геофизикалық зерттеу.....	138
<i>Сомсиков В.М.</i> Байланыстардың голономдығы шартымен байланысты классикалық механиканың шектеулері туралы.....	144
<i>Мұқашева С.Н., Нұрғалиев Қ.Е., Ашқалиев Я.Ф., Нұрақынов С.</i> 2011 жылдың наурыз айындағы сейсмикалық жағдайлардың белсену кезіндегі ионосфералық әсерлерді зерттеу кезінде GPS спутниктік жүйесінің мәліметтерін саралау.....	151
<i>Салихов Н.М., Сомсиков В.М., Жұмабаев Б.Т., Андреев А.Б.</i> Таулы жерде ауа қысымының микропульсациясына күннің шығу әсерлері.....	156
<i>Жантаев Ж.Ш., Бреусов Н.Г., Виляев А.В., Стихарный А.П., Нұрақынов С.М.</i> Жер сілкінісінен туындаған сырғымаларды GIS-ті қолдану арқылы үлгілеу.....	159

Теориялық және тәжірибелік зерттеулер

Жұмбаев Д.С., Болғанысов Е. Импульстік әсері бар Фредгольм интегро-дифференциалдық теңдеуі үшін параметрлі сызықты шеттік есептің шешілімділігі.....	166
Мамаев Ш.М. Қозғалатын жүктемемен арқалықты көлденең соққылауды сандық зерттеу.....	171
Қолдас А.Б., Төлеуханов А.Е. Жер асты сутегін сақтау есебін CUDA технологиясы негізінде шешудің өзектілігі.....	181
Володин В.Н., Төлеушев Ю.Ж., Жақанбаев Е.А. Алюминий мен магний ультрадисперстік бөлшектерін бірге тұндырумен алынған жабындардың құрылымы.....	190
Әбубәкірова Г.П., Мұқантаева Ф.К., Вербовский В.В. Босаң о-минималды ішінара жиынтықтардың кейбір жинақтаулары.....	193
Түленбаев К.М., Қалиева А., Сұлтанәлі Сейдахмет. Иерархикалық морфизмдардың программалардың зертеуінде пайдалану.....	196
Шаймерденова А.Қ. Кездейсоқ бақыланған уақыттағы бір типті критикалық бөлшек-сызықты Гальтон-Ватсон процестеріне арналған асимптотикалық нәтижелер.....	200

Мерейтойлар

Виктор Германович Тейфель (<i>туғанына 80 жыл толуына</i>).....	204
---	-----

Ғалымды еске алу

Туркеева Бақыт Әмірқұлқызы.....	206
---------------------------------	-----

СОДЕРЖАНИЕ

Проблемы небесной механики и динамики звездных систем

<i>Афанасьева Н.В., Дубовиченко С.Б.</i> Радиационный $n^{15}\text{N}$ захват. I.....	3
<i>Афанасьева Н.В., Дубовиченко С.Б.</i> Радиационный $n^{15}\text{N}$ захват. II.....	7
<i>Афанасьева Н.В., Дубовиченко С.Б.</i> Радиационный $n^{15}\text{N}$ захват. III.....	11
<i>Гайсина В.Н., Денисюк Э.К., Валиуллин Р.Р., Кусакин А.В., Шомшиекова С.А.</i> Спектральная и фотометрическая переменность ядра сейфертовской галактики NGC 7469.....	15

Исследование звезд и туманностей

<i>Андреев А.В., Курчаков А.В., Рспаев Ф.К.</i> MWC 342: результат и анализ фотометрических и спектральных изменений.....	21
<i>Курчаков А.В., Андреев А.В., Кондратьева Л.Н., Рспаев Ф.К.</i> Ионизационная структура туманности NGC 6857.....	28
<i>Курчаков А.В., Рспаев Ф.К.</i> Спектральные и фотометрические наблюдения cPNB[e] звезды OY GEM в 2001–2012 годах.....	35
<i>Андреев А.В., Курчаков А.В., Рспаев Ф.К.</i> Фотометрические и спектральные исследования звезды HD 200775.....	40
<i>Кондратьева Л.Н., Рспаев Ф.К.</i> Спектральные и фотометрические наблюдения объекта AX Per.....	48
<i>Кусакин А.В., Хруслов А.В., Кокумбаева Р.И.</i> Открытие переменности GSC 5478-00243.....	55
<i>Хруслов А. В., Кусакин А.В.</i> Новые переменные звезды, найденные в данных NORTHERN SKY VARIABILITY SURVEY.....	57
<i>Курчаков А.В., Князева Л.Н.</i> О критериях спектральной классификации В звезд по УФ спектрам.....	61
<i>Павлова Л.А.</i> Природа излучения молодых звезд в рентгеновском диапазоне.....	67
<i>Павлова Л.А.</i> Поляризация молодых звезд и межзвездные магнитные поля.....	70
<i>Князева Л.Н.</i> Проблемы оценки возраста солнечных аналогов.....	74
<i>Шестакова Л.И., Демченко Б.И.</i> Орбитальная эволюция пылевых частиц в области сублимации около звезды солнечного типа.....	77

Физика Солнца и тел солнечной системы

<i>Минасянц Г.С., Минасянц Т.М.</i> Физическая структура выбросов, возникающих на видимой и обратной стороне Солнца.....	88
<i>Тейфель В.Г., Харитоновна Г.А.</i> Особенности распределения поглощения метана на Юпитере по данным квазинепрерывного охвата всех долгот планеты.....	93
<i>Вдовиченко В.Д., Кириенко Г.А.</i> Вариации поглощения метана на Юпитере в полосе CH ₄ 889 НМ в 2009–2011 годах.....	99
<i>Омаров Т.Б., Филиппов В.А., Филиппов Р.В.</i> Лазерно-локационные исследования метеорных следов в верхней половине мезосферы.....	104
<i>Кругов М.А., Личкановский Н.В., Терещенко В.М.</i> Модернизация системы управления телескопом «ЦЕЙСС-1000». I. Основные принципы модернизации и исследование механики телескопа.....	108
<i>Кокумбаева Р.И., Кругов М.А., Кусакин А.В., Личкановский Н.В., Рудаков И.В., Терещенко В.М.</i> Модернизация системы управления телескопом «ЦЕЙСС-1000». II. Блок-схема и реализация системы.....	112
<i>Диденко А.В., Демченко Б.И., Комаров А.А., Нифонтова М.В., Усольцева Л.А.</i> Предварительные результаты наблюдений ГСС на 1-м телескопе с ПЗС-матрицей.....	117
<i>Демченко Б.И., Диденко А.В.</i> Некоторые статистические характеристики опасных сближений в геостационарной зоне.....	121

Процессы в околоземном космическом пространстве

<i>Яковец А.Ф., Водяников В.В., Гордиенко Г.И., Литвинов Ю.Г.</i> Поведение термосферного ветра при прохождении ионосферных возмущений.....	124
<i>Яковец А.Ф., Водяников В.В.</i> Сравнение методов изучения F-2 слоя ионосферы на восходе Солнца.....	131
<i>Салихов Н.М., Пак Г.Д., Крякунова О.Н.</i> Комплексное геофизическое исследование по обнаружению предвестников Капчагайского землетрясения в 2011 году.....	135
<i>Сомсиков В.М.</i> Об ограничениях классической механики, связанных с условием голономности связей.....	141
<i>Мукашева С.Н., Нұрғалиева Қ.Е., Ашкалиев Я.Ф., Нурақынов С.</i> Анализ данных навигационной спутниковой системы GPS при исследовании ионосферных эффектов в периоды активизации сейсмических явлений в марте 2011 года.....	148
<i>Салихов Н.М., Сомсиков В.М., Жумабаев Б.Т., Андреев А.Б.</i> Восходные эффекты в микропульсациях атмосферного давления в горной местности.....	153
<i>Жантаев Ж.Ш., Бреусов Н.Г., Виляев А.В., Стихарный А.П., Нурақынов С.М.</i> Моделирование сейсмогенных оползней с применением GIS.....	156

Теоретические и экспериментальные исследования

<i>Джумабаев Д.С., Болганисов Е.</i> Разрешимость линейной краевой задачи с параметром для интегро-дифференциального уравнения Фредгольма с импульсным воздействием.....	166
<i>Мамаев Ш.М.</i> Численное исследование поведения балки при поперечном ударе движущейся нагрузкой.....	171
<i>Колдас А.Б., Толеуханов А.Е.</i> Актуальность применения CUDA технологии для решения задач подземного хранения водорода.....	181
<i>Володин В.Н., Тулеушев Ю.Ж., Жаканбаев Е.А.</i> Структура покрытий, полученных соосаждением ультрадисперсных частиц алюминия и магния.....	190
<i>Абубакирова Г.П., Мукантаева Ф.К., Вербовский В.В.</i> Некоторые обобщения слабой α -минимальности на частичные порядки.....	193
<i>Туленбаев К.М., Калиева А., Султанали Сейдахмет.</i> Применение иерархических морфизмов для анализа качества программ.....	196
<i>Шаймерденова А.К.</i> Асимптотические результаты для однотипного критического дробно-линейного процесса Гальтона-Ватсона в случайный момент времени.....	200

Юбилейные даты

Виктор Германович Тейфель (к 80-летию со дня рождения).....	204
---	-----

Памятные даты

Туркеева Бахыт Амиркуловна.....	206
---------------------------------	-----

CONTENTS

Problems of celestial mechanics and dynamics of stellar systems

<i>Afanasyeva N.V., Dubovichenko S.B.</i> Radiative $n^{15}\text{N}$ capture. I.....	3
<i>Afanasyeva N.V., Dubovichenko S.B.</i> Radiative $n^{15}\text{N}$ capture. II.....	7
<i>Afanasyeva N.V., Dubovichenko S.B.</i> Radiative $n^{15}\text{N}$ capture. III.....	11
<i>Gaisina V.N., Denisyuk E.K., Valiyllin R.R., Kusakin A.V., Shomshekova S.A.</i> Spectral and photometric variability of the Seyfert galaxy NGC 7469 nucleus.....	15

Investigation of stars and nebulae

<i>Andreev A.V., Kurchakov A.V., Rspaev F.K.</i> MWC 342: results and analysis of photometric and spectral variations.....	21
<i>Kurchakov A.B., Andreev A.V., Kondratyeva L.N., Rspaev F.K.</i> Ionization structure of the nebula NGC 6857.....	28
<i>Kurchakov A.V., Rspaev F.K.</i> Photometric and spectral observations of cPNB[e] звезды OY GEM in 2001–2012.....	35
<i>Andreev A.V., Kurchakov A.V., Rspaev F.K.</i> Photometric and spectral investigation of HD 200775.....	40
<i>Kondratyeva L.N., Rspaev F.K.</i> The spectral and photometric observations of the object AX Per.....	48
<i>Kusakin A.V., Khruslov A.V., Kokumbaeva R. I.</i> Open to change GSC 5478-00243.....	55
<i>Khruslov A.V., Kusakin A.V.</i> New variable stars found in these NORTHERN SKY VARIABILITY SURVEY.....	57
<i>Kurchakov A.V., Knyazeva L.N.</i> About criteria of spectral classification of B stars in UV.....	61
<i>Pavlova L.A.</i> The nature of X-Ray emission of young stars.....	67
<i>Pavlova L.A.</i> The polarization of young stars and interstellar magnetic fields.....	70
<i>Knyazeva L.N.</i> The problems of the age estimation of the solar analogues.....	74
<i>Shestakova L.I., Demchenko B.I.</i> Orbital evolution of dust particles in the field of sublimation near solar-type stars.....	77

Physics of sun and bodies of the Solar system

<i>Minasyants G.S., Minasyants T.M.</i> Physical structure of the ejections, arising on frontside and backside of the sun.....	88
<i>Tejfel V.G., Kharitonova G.A.</i> The particularities of the methane absorption distribution on Jupiter from data of quasicontinuous overlapping of all planetaru latitudes.....	93
<i>Vdovichenko V.D., Kirienko G.A.</i> Methane absorption variations on Jupiter in the band of CH_4 889 nm in 2009–2011.....	99
<i>Omarov T.B., Filippov V.A., Filippov R.V.</i> Study of meteor traces by laser location in upper mesosphere.....	104
<i>Krugov M.A., Lichkanovsky N.V., Tereschenko V.M.</i> The modernization of driving system of telescope «ZEISS-1000».	
I. The main pricipals and investigation of the mechanics.....	108
<i>Kokumbaeva R.I., Krugov M.A., Kusakin A.V., Lichkanovsky N.V., Rudakov I.V., Tereschenko V.M.</i> The modernization of driving system of telescope «ZEISS-1000». II. Block-scheme and realization.....	112
<i>Didenko A.V., Demchenko B.I., Komarov A.A., Nifontova M.V., Usoltseva L.A.</i> The preliminary results of GSS' observations with 1-telescope and CCD camera.....	117
<i>Demchenko B.I., Didenko A.V.</i> Some statistical characteristics of the dangerous rapprochements in geostationary zone.....	121

Processes in the near Earth cosmic space

<i>Yakovets A.F., Vodnynikov V.V., Gordienko G.I., Litvinov Yu.G.</i> Behavior of the thermospheric wind at the passage of ionospheric disturbances.....	127
<i>Yakovets A.F., Vodnynikov V.V.</i> Comparison of methods of studying F2-layer of the ionosphere at sunrise.....	134
<i>Salikhov N.M., Pak G.D., Kryakunova O.N.</i> The complex geophysical study of the Kapchagaysky 2011 earthquake precursors.....	138
<i>Somsikov V.M.</i> About the limitations of classical mechanics related to the condition of holonomic constraints.....	144
<i>Mukasheva S.N., Nurgaliyeva K.E., Ashkaliyev Ya.F., Nurakynov S.</i> Analysis of GPS data for investigation of ionospheric effects at seismic phenomenon activating periods at march 2011.....	151
<i>Salikhov N.M., Somsikov V.M., Zhumabaev B.T., Andreyev A.B.</i> Sunrise effects in the micropulsations of atmospheric pressure in the highlands.....	156
<i>Zhantaev Zh.Sh., Breusov N.G., Vilayev A.V., Stikharniy A.P., Nurakynov S.M.</i> Modeling of seismic landslides using GIS.....	159

Theoretical and experimental researches

<i>Dzhumabaev D.S., Bolganisov E.</i> A solvability of linear boundary value problem with parameter for impulsive Fredholm integro-differential equations.....	166
<i>Mamayev Sh.M.</i> Numerical research behaviour of the beam at cross blow moving loading.....	171
<i>Koldas A., Toleukhanov A.E.</i> Actuality application of cuda technology to solve the problem of underground hydrogen storage.....	181
<i>Volodin V.N., Tuleushev Yu.Zh., Zhakanbaev Y.A.</i> Structure of the coating produced by co-precipitation ultrafine particles of aluminum and magnesium.....	190

<i>Abubakirova G.P., Mukantayeva F.K., Verbovskiy V.V.</i> On some generalizations of weak α -minimality on partial orders.....	193
<i>Tulenbayev K.M., Kalieva A., Sultanali Seidakhmet.</i> Application of hierarchical morphisms to analysis of software quality.....	196
<i>Shaimerdenova A.K.</i> Asymptotic results for single-type linear-fractional Galton-Watson processes at random time.....	200

Anniversaries

Viktor Germanovich Tejfel (<i>to the 80 anniversary of the birthday</i>).....	204
---	-----

Memorable dates

Turkeeva Bakhyt Amirkulovna.....	206
----------------------------------	-----

Редактор *М. С. Ахметова, Ж. М. Нургожина*
Верстка на компьютере *Д. Н. Калкабековой*

Подписано в печать 10.10.2013.
Формат 60x881/8. Бумага офсетная. Печать – ризограф.
13,4 п.л. Тираж 3000. Заказ 5.

ПРАВИЛА ДЛЯ АВТОРОВ ЖУРНАЛОВ НАН РК

В журналах публикуются научные статьи и заметки, экспресс-сообщения о результатах исследований в различных областях естественно-технических и общественных наук.

Журналы публикуют сообщения академиков НАН РК, а также статьи других ученых, **представленные** действительными членами НАН РК (академиками НАН РК), несущими ответственность за достоверность и значимость научных результатов и актуальность научного содержания рекомендуемых работ.

Представленные для опубликования материалы должны удовлетворять следующим требованиям:

1. Содержать результаты оригинальных научных исследований по актуальным проблемам в области физики, математики, механики, информатики, биологии, медицины, геологии, химии, экологии, общественных и гуманитарных наук, ранее не опубликованные и не предназначенные к публикации в других изданиях. Статья сопровождается разрешением на опубликование от учреждения, в котором выполнено исследование и **представлением** от академика НАН РК.

2. Статья представляется в одном экземпляре. Размер статьи не должен превышать 5-7 страниц (статья обзорного характера – до 15 стр.), включая аннотацию в начале статьи перед основным текстом, которая должна отражать цель работы, метод или методологию проведения работы, результаты работы, область применения результатов, выводы (**аннотация** не менее 1/3 стр. через 1 компьютерный интервал, 12 пт), таблицы, рисунки, список литературы (12 пт через 1 компьютерный интервал), напечатанных в редакторе Word 2003, шрифтом Times New Roman 14 пт, с пробелом между строк 1,5 компьютерных интервала, поля – верхнее и нижнее 2 см, левое 3 см, правое 1,5 см. Количество рисунков – не более пяти. В начале статьи вверху слева следует указать индекс УДК. Далее посередине страницы прописными буквами (курсивом) – инициалы и фамилии авторов, должность, степень, затем посередине строчными буквами – название организации(ий), в которой выполнена работа и город, ниже также посередине заглавными буквами (полужирным шрифтом) – название статьи; Аннотация на языке статьи, **ключевые слова**. В конце статьи даются резюме на двух языках (русском (казахском), английском, перевод названия статьи, также на 3-х языках данные автора). Последняя страница подписывается всеми авторами. Прилагается электронный вариант на CD-диске.

3. Статьи публикуются на русском, казахском, английском языках. К статье необходимо приложить на отдельной странице Ф.И.О. авторов, название статьи, наименование организации, город, аннотации на двух языках (на казахском и английском, или русском и английском, или казахском и русском), а также сведения об авторах (уч.степень и звание, адрес, место работы, тел., факс, e-mail).

4. Ссылки на литературные источники даются цифрами в прямых скобках по мере упоминания. Список литературы оформляется следующим образом:

1. *Адамов А.А.* Процессы протаивания грунта // Доклады НАН РК. 2007. №1. С. 16-19.

2. *Чудновский А.Ф.* Теплообмен в дисперсных средах. М.: Гостехиздат, 1994. 444 с.

3. В случае переработки статьи по просьбе редакционной коллегии журнала датой поступления считается дата получения редакцией окончательного варианта. Если статья отклонена, редакция сохраняет за собой право не вести дискуссию по мотивам отклонения.

ВНИМАНИЕ!!!

С 1 июля 2011 года вводятся следующие дополнения к Правилам:

После списка литературы приводится список литературы в романском алфавите (References) для SCOPUS и других БАЗ ДАННЫХ полностью отдельным блоком, повторяя список литературы к русскоязычной части, независимо от того, имеются или нет в нем иностранные источники. Если в списке есть ссылки на иностранные публикации, они полностью повторяются в списке, готовящемся в романском алфавите (латиница).

В References не используются разделительные знаки («//» и «-»). Название источника и выходные данные отделяются от авторов типом шрифта, чаще всего курсивом, точкой или запятой.

Структура библиографической ссылки: авторы (транслитерация), название источника (транслитерация), выходные данные, указание на язык статьи в скобках.

Пример ссылки на статью из российского переводного журнала:

Gromov S.P., Fedorova O.A., Ushakov E.N., Stanislavskii O.B., Lednev I.K., Alfimov M.V. *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, 1991, 317, 1134-1139 (in Russ.).

На сайте <http://www.translit.ru/> можно бесплатно воспользоваться программой транслитерации русского текста в латиницу, используя различные системы. Программа очень простая, ее легко использовать для готовых ссылок. К примеру, выбрав вариант системы Библиотеки Конгресса США (LC), мы получаем

изображение всех буквенных соответствий. Вставляем в специальное поле весь текст библиографии на русском языке и нажимаем кнопку «в транслит».

Преобразуем транслитерированную ссылку:

- 1) убираем транслитерацию заглавия статьи;
- 2) убираем специальные разделители между полями (“/”, “-”);
- 3) выделяем курсивом название источника;
- 4) выделяем год полужирным шрифтом;
- 5) указываем язык статьи (in Russ.).

Просьба к авторам статей представлять весь материал в одном документе (одном файле) и точно следовать Правилам при оформлении начала статьи: посередине страницы прописными буквами (курсивом) – фамилии и инициалы авторов, затем посередине строчными буквами – название организации (ий), в которой выполнена работа, и город, ниже также посередине заглавными буквами (полужирным шрифтом) – название статьи. Затем следует аннотация, ключевые слова на 3-х языках и далее текст статьи.

Точно в такой же последовательности следует представлять резюме на двух других языках в том же файле только на отдельной странице (Ф.И.О. авторов, название статьи с переводов на 2 других языка, наименование организации, город, резюме). Далее в том же файле на отдельной странице представляются сведения об авторах.

Тел. Редакции 272-13-19

Оплата:

ТОО Исследовательский центр НАН РК

Алматинский филиал АО БТА Банк

KZ 44319A010000460573

БИН 060540019019, РНН 600900571703

КБЕ 17, КНП 859, БИК АВКЗКЗКХ

За публикацию в журнале 1. Доклады НАН РК, Вестник НАН РК, Известия НАН РК. Серия _____ 5000 тенге

Сайт НАН РК:<http://akademiyanauk.kz/>