

дования выполнены при частичной поддержке грантом РФФИ 11-02-12147.

Список литературы

1. Musher S L, Rubenchik A M, Zakharov V E *Phys. Rep.* **252** 177 (1995)
2. L'vov V S *Wave Turbulence under Parametric Excitation: Applications to Magnets* (Berlin: Springer-Verlag, 1994)
3. Захаров В Е, Филоненко Н Н *Журн. приклад. мех. и тех. физ.* **8** 37 (1967) [Zakharov V E, Filonenko N N *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* **8** 62 (1967)]
4. Zakharov V E, L'vov V S, Falkovich G *Kolmogorov Spectra of Turbulence* Vol. 1 (Berlin: Springer-Verlag, 1992)
5. Pushkarev A N, Zakharov V E *Phys. Rev. Lett.* **76** 3320 (1996)
6. Фалькович Г Е, Шафаренко А Б *ЖЭТФ* **94** 172 (1988) [Fal'kovich G E, Shafarenko A V *Sov. Phys. JETP* **67** 1393 (1988)]
7. Бражников М Ю, Колмаков Г В, Левченко А А *ЖЭТФ* **122** 521 (2002) [Brazhnikov M Yu, Kolmakov G V, Levchenko A A *JETP* **95** 447 (2002)]
8. Абдурахимов Л В, Бражников М Ю, Левченко А А *Письма в ЖЭТФ* **89** 139 (2009) [Abdurakhimov L V, Brazhnikov M Yu, Levchenko A A *JETP Lett.* **89** 120 (2009)]
9. Малкин В М *ЖЭТФ* **86** 1263 (1984) [Malkin V M *Sov. Phys. JETP* **59** 737 (1984)]
10. Рыженкова И В, Фалькович Г Е *ЖЭТФ* **98** 1931 (1990) [Ryzenkova I V, Fal'kovich G E *Sov. Phys. JETP* **71** 1085 (1990)]
11. Kartashova E A *Physica D* **46** 43 (1990)
12. Kartashova E A *Physica D* **54** 125 (1991)
13. Pushkarev A N, Zakharov V E *Physica D* **135** 98 (2000)
14. Zakharov V E et al. *Письма в ЖЭТФ* **82** 544 (2005) [*JETP Lett.* **82** 487 (2005)]
15. Abdurakhimov L V, Brazhnikov M Yu, Remizov I A, Levchenko A A *Письма в ЖЭТФ* **91** 291 (2010) [*JETP Lett.* **91** 271 (2010)]
16. Wright W B, Budakian R, Putterman S J *Phys. Rev. Lett.* **76** 4528 (1996)
17. Henry E, Alström P, Levinsen M T *Europhys. Lett.* **52** 27 (2000)
18. Punzmann H, Shats M G, Xia H *Phys. Rev. Lett.* **103** 064502 (2009)
19. Brazhnikov M Yu, Kolmakov G V, Levchenko A A, Mezhov-Deglin L P *Europhys. Lett.* **58** 510 (2002)
20. Falcón C et al. *Europhys. Lett.* **86** 14002 (2009)
21. Westra M-T *Patterns and Weak Turbulence in Surface Waves* (Eindhoven: Technische Univ. Eindhoven, 2001)
22. Falcon É, Laroche C, Fauve S *Phys. Rev. Lett.* **98** 094503 (2007)
23. Kolmakov G V et al. *Prog. Low Temp. Phys.* **16** 305 (2009)
24. Бражников М Ю, Левченко А А, Межов-Деглин Л П *ПТЭ* (6) 31 (2002) [Brazhnikov M Yu, Levchenko A A, Mezhov-Deglin L P *Instrum. Exp. Tech.* **45** 758 (2002)]
25. Абдурахимов Л В, Бражников М Ю, Левченко А А *ФНТ* **35** 127 (2009) [Abdurakhimov L V, Brazhnikov M Yu, Levchenko A A *Low Temp. Phys.* **35** 95 (2009)]
26. Abdurakhimov L V, Brazhnikov M Yu, Levchenko A A *J. Phys. Conf. Ser.* (2012), accepted
27. Колмаков Г В *Письма в ЖЭТФ* **83** 64 (2006) [Kolmakov G V *JETP Lett.* **83** 58 (2006)]
28. Donnelly R J, Barengi C F *J. Phys. Chem. Ref. Data* **27** 1217 (1998)

PACS numbers: **95.75.-z**, **96.50.-e**, **96.60.-j**
DOI: 10.3367/UFNr.0182.201208j.0887

Движение Солнца в межзвёздной среде

В.Г. Курт, Е.Н. Миронова

1. Введение

Движение Солнца состоит из многих компонент, различающихся скоростью, направлением и системой отсчёта. Например, Солнце описывает сложную незамкнутую

В.Г. Курт, Е.Н. Миронова. Астрокосмический центр Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, РФ
E-mail: vkurt@asc.rssi.ru

траекторию относительно барицентра Солнечной системы. Максимальная амплитуда этого движения иногда даже превышает радиус Солнца. Это движение связано главным образом с движением двух самых больших планет Солнечной системы — Юпитера и Сатурна с периодами обращения 11,859 и 29,428 лет соответственно. Солнце также движется относительно 100 ближайших звёзд в направлении созвездия Геркулеса со скоростью 19,2 км с⁻¹. Это движение было открыто В. Гершелем (1738–1822) в конце XVIII в. на основе анализа собственных движений ярких (и соответственно ближайших) звёзд. Естественно, В. Гершель не мог выразить величину скорости, например, в единицах [км с⁻¹], поскольку он не знал расстояний до этих звёзд. Расстояния до звёзд были измерены лишь в начале тридцатых годов XIX в. практически одновременно В.Я. Струве (1793–1864) (Россия), Ф. Бесселем (1784–1846) (Пруссия) и Т. Гендерсоном (1798–1844) (Англия) по годичным параллаксам звёзд, равным всего лишь нескольким долям угловой секунды даже для самых ближайших звёзд. Направление на апекс этого движения $\alpha = 270^\circ$ и $\delta = 30^\circ$.

Солнце участвует также в орбитальном, близком к круговому, движении относительно центра нашей Галактики со скоростью 220 км с⁻¹ под прямым углом к направлению на центр Галактики. При расстоянии до центра Галактики 7,9 кпк период этого обращения составляет около 200 млн лет, и за время своего существования (5 млрд лет) Солнце уже совершило около 25 полных оборотов.

Солнце вместе с Галактикой имеет и peculiarную скорость относительно ближайших галактик Местного скопления. Так, например, Галактика сближается с центром туманности Андромеды (M31) со скоростью 112 км с⁻¹, или со скоростью 290 км с⁻¹ относительно барицентра Солнечной системы.

Наконец, Солнце вместе с Галактикой и местной группой галактик движется относительно реликтового (космологического (3 К)) изотропного фона со скоростью (627 ± 22) км с⁻¹ в направлении $l = 276^\circ \pm 3^\circ$ и $b = 30^\circ \pm 3^\circ$ (галактическая система координат). В некотором смысле эта система координат является особой, выделенной, системой. Именно это движение и является причиной наличия дипольной компоненты в разложении по сферическим функциям анизотропии реликтового излучения. Амплитуда дипольной компоненты равна 6,706 мК.

Темой представленного сообщения является исследование движения Солнца относительно локальной межзвёздной среды (ЛМС) в масштабе менее одного или нескольких парсеков, но свыше 1000 астрономических единиц (а.е.).

2. Краткая история открытия движения Солнца относительно локальной межзвёздной среды

В 1959 г. группа астрономов из Военно-морской исследовательской Обсерватории (Naval Research Laboratory (NRL)) (США) во главе с Г. Фридманом с ракеты Аеробу-γ, способной достигать высоты всего 140 км, обнаружила яркое ультрафиолетовое свечение неба в линии атомарного водорода L_α ($\lambda = 1215,7 \text{ \AA}$), интенсивность которого достигала 20 кРл (1 рэлей (Рл) = 10^6 фотонов см⁻² с⁻¹ (4π ср)⁻¹). Минимум этого свечения находился в антисолнечном направлении, и его интенсив-

ность на расстоянии от Земли, превышающем 90 км, медленно убывала с увеличением высоты [1]. Используя наполненную молекулярным водородом кювету с нитью накаливания для его диссоциации, что обеспечивало достаточное для поглощения линии L_α количество нейтральных атомов водорода, Д. Мортон в том же году определил, что 7% указанного излучения имеет температуру, превышающую 7000 К [2]. Это могло объясняться наличием как горячей компоненты атомарного водорода в верхней атмосфере Земли, так и внеатмосферной "горячей" компоненты излучения.

Почти в то же самое время, с 1961 г., в нашей стране начала выполняться программа изучения Луны, Венеры и Марса с помощью автоматических межпланетных станций (АМС).

В 1961 г. наша группа из Государственного астрономического института им. П.К. Штернберга Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова проводила аналогичные исследования свечения верхней атмосферы Земли на высотах до 500 км с использованием геофизических ракет Р5. Для этой цели нами был разработан двухканальный ультрафиолетовый фотометр ЛА-2 (рис. 1) для наблюдений как в линии атомарного водорода L_α , так и в триплете атомарного кислорода OI $\lambda = 1302, 1304$ и 1305 Å. В качестве детектора нами использовался специально разработанный гейгеровский счётчик фотонов с NO-наполнением и окном диаметром 2 мм из фтористого лития (LiF) или фтористого кальция (CaF₂). С коротковолновой стороны спектральная чувствительность детектора ограничивалась пропусканием окон $\lambda = 1050$ Å для LiF и $\lambda = 1225$ Å для CaF₂, тогда как с длинноволновой стороны чувствительность этих детекторов ограничивалась потенциалом ионизации оксида азота величиной 9,23 эВ ($\lambda = 1340$ Å). Таким образом, первый счётчик измерял суммарную интенсивность в линии L_α и в линиях триплет атомарного кислорода, тогда как счётчик с окном из CaF₂ — только интенсивность триплет атомарного кислорода.

Когда появилась возможность установить наши фотометры на АМС, запускаемые к Венере и Марсу, мы смогли измерить протяжённую водородную корону Земли на расстояниях вплоть до 125000 км, т.е. до 20 радиусов Земли [3, 4]. К нашему удивлению, оказалось, что

интенсивность на больших расстояниях (вплоть до 100 млн километров от Земли) не уменьшалась до нуля, а оставалась почти постоянной на уровне 300–500 Рл, что при чувствительности наших фотометров соответствовало скорости счёта детектора около 1000 импульсов в 1 с. Счётчик с окном из фтористого кальция давал возможность измерить фон космических лучей, равный примерно 20–30 импульсов в 1 с. Используя схему подавления фона заряженных частиц, нам удалось снизить этот фон до 2–3 импульсов в секунду. Теоретические оценки зависимости плотности атомарного водорода в межпланетном пространстве от потока частиц солнечного ветра и от диссипации атомарного водорода из верхних атмосфер больших планет не могли объяснить столь большую интенсивность или высокую плотность атомов нейтрального водорода в межпланетном пространстве. Детальный расчёт интенсивности этого излучения даже от самых ближайших звёзд также никак не мог объяснить наблюдаемый эффект, поскольку наличие межзвёздной пыли и атомов межзвёздной среды с низкими потенциалами ионизации (щелочные металлы) из-за поглощения полностью исключало излучение в линии L_α с такой большой интенсивностью. Единственной возможностью объяснить наблюдаемый эффект оставалось приписать его рассеянию солнечного L_α -излучения межзвёздным нейтральным газом в окрестности Солнца. Однако было очевидно, что в окрестности Солнца должна существовать зона Н II, аналогичная зонам Стрёмгrena (полость с полностью ионизованным водородом) около горячих гигантов спектральных классов О, В, А.

Результаты выполненного в [5] расчёта показали, что наблюдаемая нами интенсивность может быть обеспечена образованием пустой сферической области вокруг Солнца (каверны) радиусом около 100 а.е. в бесконечной области (задача Милна) с плотностью атомарного водорода около $0,01 \text{ см}^{-3}$.

Действительно, вокруг горячих голубых гигантов ранних спектральных классов (О, В, А) существуют именно такие зоны полностью ионизованного водорода. Размер такой стационарной зоны Стрёмгrena определяется потоком фотонов, излучаемых звездой, с $\lambda < 912$ Å и электронной плотностью среды n_e .

Исходя из равенства числа фотонов, излучаемых звездой за 1 с, и числа рекомбинаций на все уровни минус первый в полном объёме зоны Стрёмгrena (зона Н II) можно вычислить радиус зоны Стрёмгrena:

$$R_S = n_e^{-2/3} \left[\frac{4\pi F_*(L_c)(3/4)\pi}{\alpha_\Sigma - \alpha_1} \right]^{1/3},$$

где $4\pi F_*(L_c)$ — полный поток квантов, излучаемых звездой, с энергией $h\nu > 13,56$ эВ (L_c — обозначение лаймановского континуума), α_Σ — коэффициент рекомбинации на все уровни, α_1 — коэффициент рекомбинации на первый уровень.

Масса газа, заключённая внутри зоны Стрёмгrena, в 100 или даже в 1000 раз превосходит массу самой звезды, а радиус зоны Стрёмгrena достигает нескольких парсеков.

Граница между зоной Н II и зоной нейтрального водорода Н I очень узка ($\sim 0,05$ пк), её ширина равняется $\Delta R_S = 1/n_H \sigma_i$, где n_H — плотность нейтрального водорода в межзвёздной среде, порядка 1 см^{-3} , σ_i —

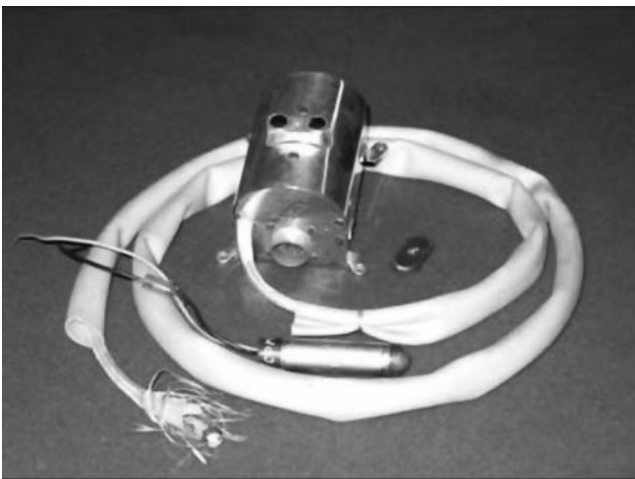


Рис. 1. Двухканальный ультрафиолетовый (УФ) фотометр ЛА-2: блок детектирования и гейгеровский счётчик.

сечение ионизации атомарного водорода вблизи порога ионизации, равное $8 \times 10^{-18} \text{ см}^2$.

Однако очевидно, что теория Стрёмгрена совершенно неприменима к карликовым холодным звёздам типа Солнца. Действительно, время ионизации атома водорода на расстоянии 1 а.е. от Солнца составляет около 3×10^6 с, тогда как время рекомбинации в 100 или даже в 1000 раз больше. Очевидно, что даже при скорости движения Солнца относительно нейтральной среды порядка $10-30 \text{ км с}^{-1}$ Солнце "пролетит" за время рекомбинации расстояние порядка 10^4 а.е. и за ним "протянется" ионизованный хвост размером, близким к 0,1 пк или даже больше.

На это обстоятельство впервые обратили внимание теоретики П.В. Блум и Х.Дж. Фар [6] из Боннского университета.

Ионизация пролетающих мимо Солнца нейтральных атомов водорода в свою очередь определяется двумя механизмами: фотоионизацией жёстким излучением солнечной короны и хромосферы с $h\nu > 13,56 \text{ эВ}$ и перезарядкой с протонами солнечного ветра. Эффективное сечение резонансного процесса перезарядки нейтральных атомов водорода с протонами солнечного ветра весьма велико — в максимуме (вблизи энергий 15 эВ) оно достигает $1,5 \times 10^{-15} \text{ см}^2$ — и этот процесс в 2–3 раза более эффективен, чем фотоионизация.

Атомы нейтрального межзвёздного водорода, очевидно, движутся по гиперболической траектории, параметры которой зависят от прицельного параметра траектории P и относительной скорости на бесконечности V_∞ . В полярных координатах траектория запишется как

$$\frac{1}{r} = \frac{GM_{\text{eff}}(1 + \cos \theta)}{V_\infty^2 P^2} + \frac{\sin \theta}{P},$$

где $M_{\text{eff}} = M_\odot(1 - \mu)$, G — гравитационная постоянная. Множитель $(1 - \mu)$ учитывает роль светового давления на атом водорода, которое, как и гравитация, обратно пропорционально квадрату расстояния от Солнца. Благодаря этому в уравнение движения можно вместо массы Солнца ввести эффективную массу M_{eff} , где μ равно отношению светового давления в линии L_α к силе притяжения. При $\mu = 1$ атомы водорода будут продолжать двигаться по прямолинейным траекториям. В этом случае из двух ранее упомянутых эффектов останется лишь ионизация.

Величина критической интенсивности в центре линии L_α , при которой $\mu = 1$, равна $3,32 \times 10^{11}$ фотонов на $1 \text{ см}^2 \text{ с}$. Столь большой величины интенсивность вряд ли могла достигать даже в эпоху максимума солнечной активности. Однако модель прямолинейных траекторий весьма удобна для аналитических приближённых вычислений интенсивности наблюдаемого рассеянного L_α -излучения.

Далее, для вычисления объёмной светимости межпланетной среды в линии L_α необходимо учесть доплеровский сдвиг от проекции скорости движения атома водорода по гиперболической траектории на радиус-вектор (с центром в Солнце) точки в межпланетной среде. При этом надо также учесть сложный профиль солнечной эмиссионной линии L_α с небольшим минимумом в центре линии и экспоненциальным спаданием интенсивности в её крыльях. Полная ширина линии L_α

равняется примерно 1 \AA , тогда как доплеровское смещение при скорости порядка 30 км с^{-1} может достигать $0,1 \text{ \AA}$ на расстоянии от Солнца порядка 1 а.е., что весьма существенно.

Вероятность p , что атом долетит без ионизации до точки с полярными координатами (r, θ) , выражается в виде

$$p = \exp\left(-\frac{r_0^2 \theta}{V_\infty \tau P}\right),$$

где $r_0 = 1$ а.е., V_∞ — скорость атома "на бесконечности", τ — время жизни, $1/\tau = 1/\tau_1 + 1/\tau_2$, где τ_1 и τ_2 — времена жизни атома на расстоянии 1 а.е., определяемые соответственно фотоионизацией и перезарядкой с протонами солнечного ветра.

В каждую точку пространства, очевидно, попадают два типа атомов, различающихся знаком прицельного параметра P , плотности которых имеют вид

$$n_1 = n_\infty \frac{(\sqrt{A} + 1)^2}{4\sqrt{A}},$$

$$n_2 = n_\infty \frac{(\sqrt{A} - 1)^2}{4\sqrt{A}},$$

где $A = 1 + 4M_{\text{eff}}G/[V_\infty r(1 + \cos \theta)]$.

Очевидно, что при $\mu = 1$, т.е. когда гравитация полностью компенсируется давлением излучения на атом водорода, $n_2 = 0$, что соответствует модели "прямолинейных траекторий".

Для объёмной светимости $j(r, \lambda)$ [$\text{см}^{-3} 4\pi \text{ ср}$] будем использовать выражение

$$J(r, \lambda) = n(t, |\dot{r}|) \pi \Phi_S(\lambda) p(\theta) \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 \sigma,$$

где $n(r, |\dot{r}|)$ — плотность атомов водорода как функция координат и радиальной скорости, $\pi \Phi_S(\lambda)$ — поток солнечного излучения в зависимости от длины волны, $p(\theta)$ — индикатриса рассеяния,

$$p(\theta) = \frac{1}{16\pi} \left(\frac{11}{3} + \cos^2 \theta\right).$$

Для получения наблюдаемой интенсивности следует проинтегрировать объёмную светимость по лучу зрения и по длинам волн в пределах ширины солнечной линии L_α .

Такая примитивная модель предполагает, очевидно, что "на бесконечности" скорости всех атомов равны V_∞ и параллельны, что соответствует нулевой температуре атомов локальной межзвёздной среды. Эта модель, которая получила наименование "холодной модели", может применяться с достаточной для сравнения с наблюдениями точностью лишь в области, находящейся впереди по движению Солнца относительно ЛМС в пределах угла $\theta_{\text{cr}} = \arctan(V_T/V_\infty)$, что примерно соответствует углу $\theta = 27^\circ$, где V_T — тепловая скорость атомов, равная $\sqrt{2k_B T/m_p}$. Для больших углов, несомненно, требуется учитывать максвелловское распределение атомов водорода как по модулю скорости, так и по направлению. Для этого приходится интегрировать "холодные модели" с весом, соответствующим максвелловскому распределению по скорости и равномерному распределению по углам.

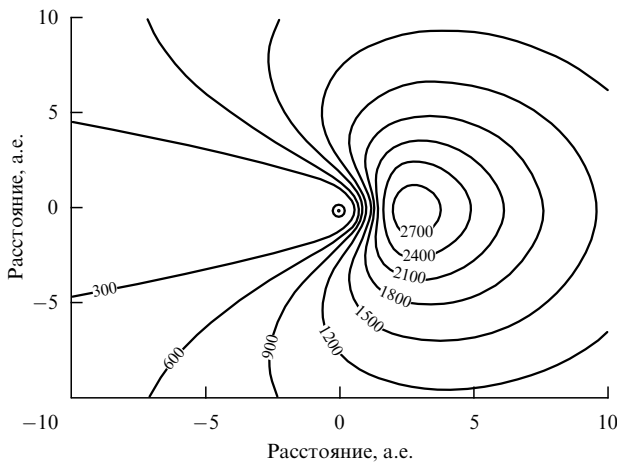


Рис. 2. Распределение объёмной светимости [$\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$] в линии L_{α} , модель: $V_{\infty} = 20 \text{ км с}^{-1}$, $\tau = 1,2 \times 10^6 \text{ с}$, $\mu = 1$. Плоскость рисунка является одним из сечений, проходящих через направление прихода ветра и Солнце. Навстречное направление — справа. Область с максимальной объёмной светимостью находится между 2 а.е. и 4 а.е. со стороны навстречного направления.

Таким образом, для подгонки "холодной модели" к наблюдательным данным приходится определять следующие параметры движения Солнца в ЛМС:

V_{∞} — модуль скорости движения Солнца;

λ и β — два угла, характеризующие направление движения Солнца в эклиптической системе координат, которые затем нетрудно пересчитать в галактические координаты;

n_{∞} — концентрацию атомов водорода "на бесконечности";

μ — отношение силы светового давления к силе притяжения;

$\pi\Phi(0)$ — интенсивность в центре солнечной эмиссионной линии L_{α} ;

T_{∞} — температуру атомов водорода "на бесконечности".

Таким образом, минимальное число искомых параметров равно 7. Однако согласие результатов теории и наблюдений может быть улучшено введением дополнительных параметров, например анизотропии потока протонов солнечного ветра в зависимости от гелиографической широты, так как именно процесс перезарядки является основным при учёте ионизации атомов водорода.

На рисунке 2 показано распределение объёмной светимости в линии L_{α} внутри Солнечной системы.

В "горячей модели" в [7] удалось также получить аналитическое выражение для плотности атомов гелия на оси движения Солнца, что позволяет "склеить" данные о плотности атомов гелия в области, находящейся впереди по движению Солнца, с плотностью в остальной части пространства и тем самым получить полную картину плотности внутри Солнечной системы. На рисунке 3 представлена плотность атомарного гелия для расстояний вплоть до 10 а.е. [8]. Резкий минимум (порядка 0,3 а.е.) связан с фотоионизацией атомов гелия вблизи Солнца.

Кроме того, необходимо, хотя и не совсем ясно, как это сделать, учесть взаимодействие атомов водорода с зоной высокотемпературной плазмы между двумя

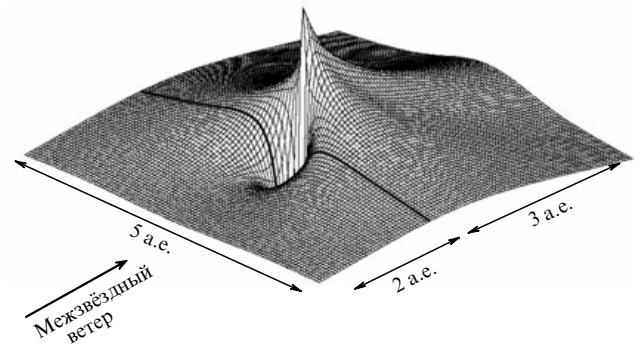


Рис. 3. Объёмная светимость в линии $\text{He I } \lambda = 584 \text{ \AA}$ в плоскости, включающей в себя Солнце и ось ветра (модель: $V_{\infty} = 25,5 \text{ км с}^{-1}$, $T = 7000 \text{ К}$, $\tau = 1,0 \times 10^7 \text{ с}$, $W_D = 35,5 \text{ км с}^{-1}$ — доплеровская полуширина солнечной линии $\lambda = 584 \text{ \AA}$). Солнечные параметры изотропны.

отошедшими ударными волнами (вероятно, сверхзвуковыми), образовавшимися при остановке солнечного ветра на расстоянии около 100 а.е. и остановке межзвёздной среды (на расстоянии около 200 а.е.). Ясно, что этот эффект не будет определяющим, так как эффективная условная "оптическая толщина" при плотности порядка 10^{-3} или 10^{-4} см^{-3} , сечении менее 10^{-15} см^2 и протяжённости промежуточной области между ЛМС и гелиосферой порядка 10^{15} см не превышает 10^{-3} или 10^{-2} . Тем не менее эта проблема остаётся не до конца решённой (см. [9, 10]), и, возможно, её решение немного изменит приводимые ниже параметры ЛМС.

Важным вопросом является и определение профиля рассеянного излучения в линии L_{α} , что позволило бы независимо определить температуру набегающего потока межзвёздного ветра. Однако создание требуемого для решения этой задачи оптического дисперсионного или интерферометрического спектрометра весьма сложно при интенсивности всего лишь 500 Рл в максимуме и ширине линии менее 0,1 \AA . Для решения этой проблемы мы использовали, подобно Р. Вуду при его опытах с парами натрия, поглощающую кювету с атомарным водородом, аналогичную ранее применённой Д. Мортонем в первых экспериментах по наблюдению L_{α} -излучения с ракет.

Очевидно, что наблюдаемая интегральная (по длинам волн) интенсивность после прохождения через наполненную атомарным водородом кювету выражается как

$$I(\tau_0, T_E, T_A) = I(0) \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \exp \left\{ -x^2 - \tau_0 \exp \left[-\frac{T_E}{T_A} \left(x - \frac{V_r}{c} \right)^2 \right] \right\} dx,$$

где τ_0 — оптическая толщина кюветы в центре линии L_{α} , T_E и T_A — температуры соответственно излучения ЛМС и атомарного водорода в кювете, V_r — радиальная компонента скорости атома водорода, c — скорость света в вакууме. Для формы линии излучения ЛМС нами была выбрана в качестве первого приближения доплеровская форма. Температура кюветы (близкая к 300 К) измерялась датчиком температуры на поверхности кюветы. Для отношения $T_E/T_A \gg 1$ и $\tau_0 = 10$ справедливо приближён-

ное выражение

$$RF = \frac{I}{I_0} = 1 - \frac{32,2}{\sqrt{T_E}} \exp\left(-\frac{60,6V_T^2}{T_E}\right),$$

верное для $T_E = 7000$ К с точностью, лучшей, чем 5 %.

Более точное выражение с учётом не только поглощения L_α -излучения внутри кюветы, но и рассеяния в ней приведено в работе [11].

3. Наблюдения и обработка данных

Наблюдения интенсивности рассеянного L_α -излучения с помощью дифракционного спектрометра и фотометров как с поглощающей водородной кюветой, так и без неё проводились нами с АМС "Венера" и "Марс". Однако наилучшими, по-видимому, являются совместные российско-французские наблюдения на двух аналогичных спутниках "Прогноз-5" и "Прогноз-6" (рис. 4). Оба спутника вращались по сильно вытянутым орбитам с апогеем около 200000 км, перигеем ≈ 1000 км и периодом обращения около 4 сут. Спутники были ориентированы главной осью момента инерции на Солнце и вращались вокруг неё с периодом 2 мин, что соответствует угловой скорости 3 град s^{-1} . При вращении специальные оптические датчики периодически регистрировали прохождение через их поле зрения Земли, Луны и Солнца, что позволяло вычислять эйлеровы углы и экстраполировать ориентацию спутника для последующего 12-часового интервала. Затем производилось новое определение параметров вращения. Переориентация главной оси на Солнце проводилась один раз в 4–10 дней. Контроль правильности определения ориентации проводился по "стыковке" результатов для конца предыдущего определения параметров вращения и начала следующего 12-часового периода. Система вычисления ориентации осей аппаратуры контролировалась по регистрации ультрафиолетовым (УФ) фотометром

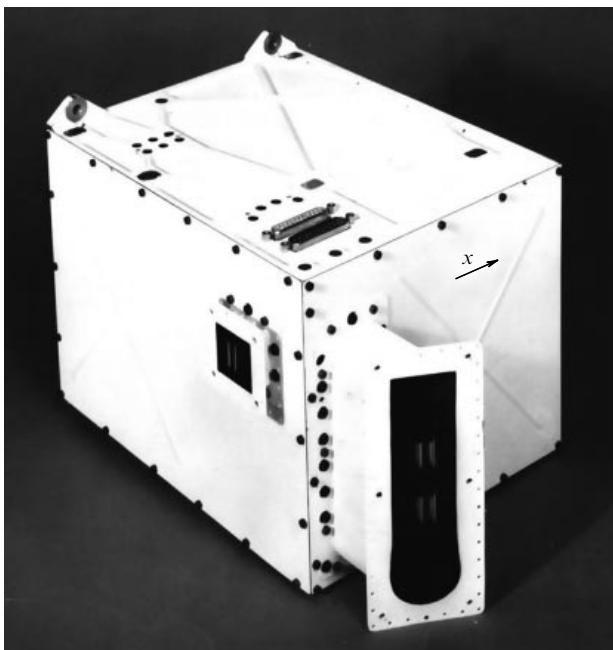


Рис. 4. Общий вид четырёхканального УФ-фотометра, установленного на спутниках "Прогноз-5" и "Прогноз-6".

ярких горячих звёзд. Благодаря такому методу удалось получить ориентацию оптической оси фотометра с точностью не хуже $1^\circ - 2^\circ$, а иногда и лучше. Фотометры имели две оптические оси: одна — главная с тремя детекторами на линии $H I L_\alpha$, линиях $He I$ ($\lambda = 584 \text{ \AA}$) и $He II$ ($\lambda = 304 \text{ \AA}$) с поглощающей кюветой и узкополосным интерференционным фильтром в L_α -канале. Для каналов $He I$ и $He II$ использовались широкополосные фильтры из тонких металлических плёнок с шириной полосы порядка 100 \AA . Оптические оси этих каналов были ориентированы под прямым углом к оси вращения спутника, т.е. к направлению на Солнце. Ещё один дополнительный канал $He I$ был ориентирован под углом 10° к антисолнечному направлению. Спутник "Прогноз-5" активно работал четыре месяца, а "Прогноз-6" — шесть месяцев. Опрос телеметрии проводился один раз за 10,7 с, но так как период вращения спутника (120 с) и время опроса были несоизмеримыми, кривые зависимости интенсивности и фактора редукиции (reduction factor) RF (отношение показаний $H I L_\alpha$ -детектора с включённой и выключенной кюветой) от угла вращения спутника получались непрерывными, с высоким пространственным разрешением (около $1^\circ - 3^\circ$). Очевидно, что все траектории визирования проходили через оба полюса эклиптики, что позволяло постоянно контролировать стабильность чувствительности аппаратуры. На рисунках 5, 6 приведены примеры сканов в линии $H I L_\alpha$ и RF. Хорошо видно прохождение полей зрения через земную водородную корону.

Для обработки данных использовался алгоритм, отбрасывающий все точки, для которых прицельный параметр оптической оси проходил на расстояниях, меньших 50000 км для линии L_α и 7000 км для линии $He I$ ($\lambda = 584 \text{ \AA}$). Тем самым исключалось влияние водородной и гелиевой протяжённой атмосферы Земли. Канал $He II$ ($\lambda = 304 \text{ \AA}$) использовался нами как "фоновый", регистрирующий космические лучи и наведённую радиацию от космического аппарата. Его показания вычитались из всех остальных отсчётов. Надо заметить, что сигнал в канале $H I L_\alpha$ давал в 100 раз больше показаний, чем сигнал в канале $He I$ ($\lambda = 584 \text{ \AA}$). На рисунке 7 хорошо видно, как оптическая ось прибора пересекает конус фокусировки атомов гелия "за Солнцем".

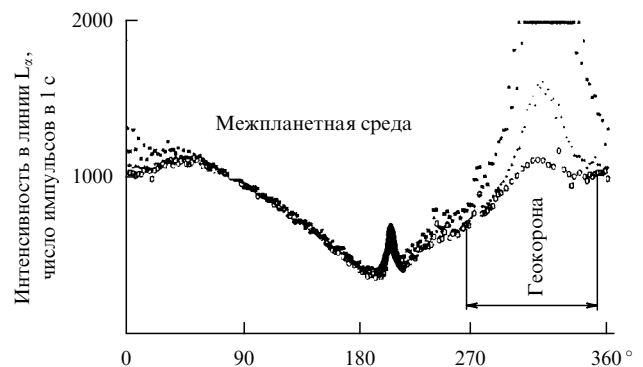


Рис. 5. Распределение интенсивности в линии L_α для трёх кругов сканирования, соответствующих трём положениям спутника на орбите. Узкий пик — горячая звезда, широкие максимумы вблизи 310° — геокорона. Сигнал между 50° и 150° обусловлен межпланетной эмиссией в линии L_α .

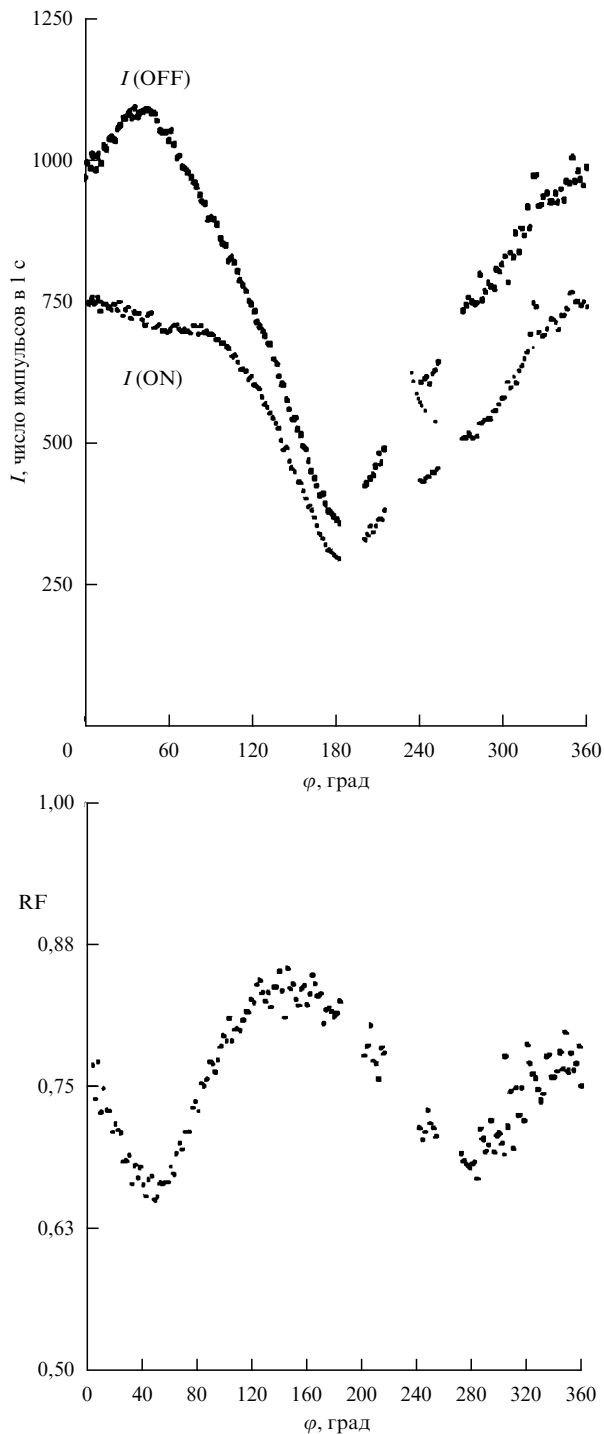


Рис. 6. Наблюдаемая интенсивность на круге сканирования в линии L_α с включённой, $I(ON)$, и выключенной, $I(OFF)$, кюветой. Фактор редукции $RF = I(ON)/I(OFF)$.

4. Результаты измерений параметров ЛМС

При интерпретации наблюдений по $H\ I$ фитировались все данные с целью одновременно получить все параметры ЛМС [12]. Точно так же французская группа обрабатывала результаты по $He\ I$ [13]. Наша группа разделила все параметры ЛМС на две части. Солнечные данные (ширина линии $He\ I$ и время жизни атома гелия на расстоянии 1 а.е.) брались из литературных данных. Направление движения Солнца относительно ЛМС (два угла в эклиптической системе координат) определялось

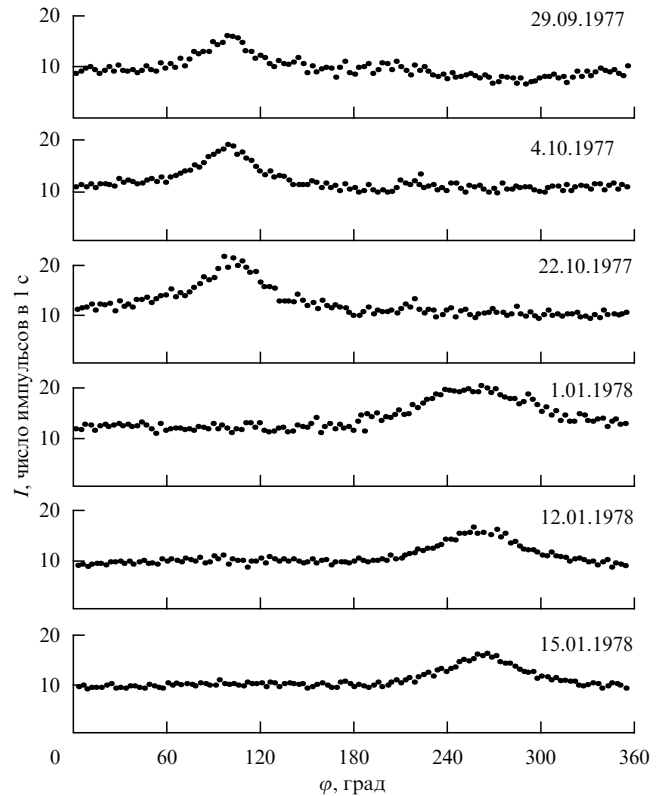


Рис. 7. Распределение интенсивности в линии $He\ I\ \lambda = 584\ \text{\AA}$ на шести кругах сканирования при прохождении через конус максимальной плотности атомов гелия.

по легко наблюдаемому максимуму свечения в линии $He\ I$ ($\lambda = 584\ \text{\AA}$), т.е. когда оптическая ось пересекала ось конуса фокусировки. Подгонялись два параметра: температура ЛМС и модуль скорости движения Солнца [14–16]. По нашему мнению, подгонка с использованием только двух параметров даёт более надёжные результаты, чем подгонка с использованием большего числа параметров. Заметим, что ошибка в определении скорости движения Солнца относительно ЛМС не превышает $2\ \text{км}\ \text{с}^{-1}$, тогда как температура определяется с гораздо худшей точностью.

В таблицах 1, 2 приведены результаты, полученные нами, и результаты со спутников EUVE (Extreme Ultraviolet Explorer) и SOHO (Solar and Heliospheric Observatory) (прибор SWAN (Solar Wind ANisotropy)).

Координаты подветренного направления, измеренные со спутников "Прогноз-5" и "Прогноз-6", относятся к эпохе 1950,0, а измеренные со спутников EUVE и SOHO, — к эпохе 2000,0.

Что касается плотности как водорода, так и гелия, то обе эти величины входят в качестве множителей в наблюдаемую интенсивность. Очевидно, что точность их определения зависит лишь от абсолютной калибровки аппаратуры, т.е. от пересчёта наблюдаемой величины отсчёта в импульсах в секунду в единицы $[\text{эрг}\ \text{см}^{-2}\ \text{с}^{-1}\ \text{ср}^{-1}]$ или в рэеи. Для калибровки мы использовали два источника, интенсивность которых можно вычислить, зная некоторые параметры: для абсолютно чёрного тела (АЧТ) это всего один параметр, а именно температура. Однако для наших наблюдений в области вакуумного ультрафиолетового диапазона требовался источник с температурой в 10000 К или

Таблица 1. Параметры ЛМС по наблюдениям в линии He I ($\lambda = 584 \text{ \AA}$)

Аппарат	$ V $, км с ⁻¹	λ , град	β , град	T , К	n (He I), см ⁻³
"Прогноз-6" (наши результаты [12])	$25,3 \pm 1,9$	$77,5 \pm 2,6$	$-6,2 \pm 2,1$	13500 ± 1700	$0,018 \pm 0,002$
"Прогноз-6" (результаты французской группы [13])	27 ± 3	$74,5 \pm 3$	-6 ± 3	11000–24000	$0,015 \pm 0,0023$
EUVE (США)	24,5	$74,7 \pm 0,5$	$-5 \pm 0,1$	7000	$0,0135 \pm 0,08$

Таблица 2. Параметры ЛМС по наблюдениям в линии L α

Аппарат	$ V $, км с ⁻¹	λ , град	β , град	T , К	n (H), см ⁻³
"Прогноз-5" и "Прогноз-6"	20 ± 1	71 ± 2	$-7,5 \pm 3$	8000 ± 1000	$0,065 \pm 0,015$
SOHO (SWAN)	$21,5 \pm 0,5$	$72,3 \pm 0,7$	$-8,7 \pm 0,9$	11500 ± 500	?

даже 20000 К. Такие источники были нами созданы совместно с Институтом высоких температур РАН на основе газонаполненных (например, ксеноном) ламп высокого давления. Однако определение температуры с требуемой точностью (порядка 25 К) представляет собой очень сложную задачу. Очевидно, что приближение АЧТ может быть использовано только в линиях, так как в континууме излучение горячего газа является оптически тонким и формулой для АЧТ пользоваться нельзя. Только в эмиссионных линиях излучение является оптически толстым и соответствует интенсивности АЧТ. Мы использовали метод определения ширин бальмеровских линий водорода, который добавлялся к инертному газу в малом количестве (1–3%), что позволяло оценить электронную плотность в лампе, которая в свою очередь определяется формулой Саха, что и позволяло вычислить температуру. К сожалению, полученная нами точность абсолютной калибровки этим методом была невелика (более 50%) из-за ошибки определения температуры. Кроме того, весьма сложным оказалось учесть огромный радиальный градиент температуры в газоразрядной трубке с температурой от 25000 К на её оси и 300 К на стенке, охлаждаемой проточной водой.

Второй источник с известной абсолютной интенсивностью — синхротронное излучение. Для вычисления интенсивности должны быть известны радиус кривизны траектории электрона, напряжённость магнитного поля, энергия электрона и число электронов в канале ускорителя. Мы использовали электронно-позитронный ускоритель ВЭПП-2М Института ядерной физики Сибирского отделения РАН, куда наша группа была приглашена тогдашним директором института А.М. Будкером. Использование этого метода позволило достигнуть точности абсолютной калибровки 15%–20%.

Наконец, во время полёта спутника мы могли проверять или уточнять калибровку по наблюдениям ярких голубых и горячих звёзд при их случайном попадании в поле зрения приборов.

5. Прямые (неоптические) методы регистрации параметров локальной межзвёздной среды

Насколько нам известно, первые успешные результаты по измерениям плотности атомов гелия были получены коллективом исследователей из Института аэронауки им. Макса Планка (г. Линдау, Германия) с помощью аппаратуры, установленной на внеэклиптической станции "Улисс" Европейского космического агентства,

Таблица 3. Параметры ЛМЗ по данным, полученным с аппарата "Улисс" по измерениям потока атомов гелия

$ V $, км с ⁻¹	λ , град	β , град	T , К
26 ± 1	72 ± 2	$-2,5 \pm 2,7$	6700 ± 1500

запущенной 6 октября 1990 г. и проработавшей вплоть до 1 июля 2008 г., т.е. 17 лет [17]. "Улисс" четыре раза пересёк плоскость эклиптики и смог наблюдать оба полюса Солнца. В частности, им была измерена широтная асимметрия солнечного ветра, непосредственно подтвердившая наши результаты, полученные со спутников "Прогноз" [18].

Для регистрации атомов гелия, проникающих в Солнечную систему из межзвёздной среды, в Институте аэронауки им. Макса Планка был разработан под руководством Х. Розенбауэра прибор, основанный на взаимодействии атомов гелия с энергией около 15 эВ (что соответствует скорости 25 км с⁻¹) с тонкой золотой фольгой. Выбитые из фольги электроны регистрировались канальным фотоумножителем, что при известной скорости электронов позволяло оценить их локальную плотность (в отличие от этого, в нашем интегральном методе регистрировалось излучение в линии $\lambda = 584 \text{ \AA}$ на всём пути от точки измерения и до бесконечности). Аппарат сканировал практически всю небесную сферу, что позволило определить направление прихода атомов гелия. Измерения проводились из разных точек Солнечной системы, благодаря чему они имели высокую точность (табл. 3). Полученные совершенно другим методом данные хорошо согласуются с нашими результатами, полученными "оптическими" методами.

6. Заключение

Приведённое выше краткое рассмотрение проблемы движения Солнца относительно локальной межзвёздной среды позволяет заключить, что основные параметры ЛМС определены достаточно хорошо. Речь идёт о плотности атомов водорода и гелия в ближайших окрестностях Солнечной системы (на расстояниях, превышающих 200 а.е.) и направлении движения Солнца относительно ЛМС. Несколько хуже дело обстоит с температурой ЛМС. Несомненно, что найденные нами значения температуры по измерениям в линиях водорода L α ($\lambda = 1215,7 \text{ \AA}$) и гелия ($\lambda = 584 \text{ \AA}$) различаются, и это требует объяснения. Во-вторых, ошибка измерения тем-

пературы для двух линий сильно превышает относительные ошибки измерения направления движения Солнца относительно ЛМС и плотности атомов водорода и гелия.

Весьма вероятно, что различие температур для атомов водорода и гелия связано с прохождением атомов межзвёздной среды через транзитную зону между гелиосферой и "чистым" межзвёздным пространством. Можно надеяться, что новые результаты, получаемые со спутника IBEX (Interstellar Boundary Explorer), позволят уточнить параметры локальной межзвёздной среды.

Список литературы

1. Kupperian J E (Jr.) et al. *Planet. Space Sci.* **1** 3 (1959)
2. Morton D C, Purcell J D *Planet. Space Sci.* **9** 455 (1962)
3. Берто Ж Л и др. *Космич. исслед.* **16** 269 (1978) [Bertaux J L et al. *Cosmic Res.* **16** 214 (1978)]
4. Bertaux J L et al. *Astron. Astrophys.* **46** 19 (1976)
5. Курт В Г, Гермогенова Т А *Астрон. журн.* **44** 352 (1967) [Kurt V G, Germogenova T A *Sov. Astron.* **11** 278 (1967)]
6. Blum P W, Fahr H J *Astron. Astrophys.* **4** 280 (1970)
7. Blum P W, Pfeiderer J, Wulf-Mathies C *Planet. Space Sci.* **23** 93 (1975)
8. Lallement R et al. *Astron. Astrophys.* **426** 875 (2004)
9. Baranov V B *Space Sci. Rev.* **143** 449 (2009)
10. Катушкина О А, Измоленов В В *Письма в Астрон. журн.* **36** 310 (2010) [Katushkina O A, Izmodenov V V *Astron. Lett.* **36** 297 (2010)]
11. Bertaux J L, Lallement R *Astron. Astrophys.* **140** 230 (1984)
12. Bertaux J L, Lallement R, Kurt V G, Mironova E N *Astron. Astrophys.* **150** 1 (1985)
13. Dalaudier F, Bertaux J L, Kurt V G, Mironova E N *Astron. Astrophys.* **134** 171 (1984)
14. Бургин М С и др. *Космич. исслед.* **21** 83 (1983) [Burgin M S et al. *Cosmic Res.* **21** 72 (1983)]
15. Курт В Г, Миронова Е Н, Берто Ж Л, Далодье Ф *Космич. исслед.* **22** 97 (1984) [Kurt V G, Mironova E N, Bertaux I L, Daladier F *Cosmic Res.* **22** 86 (1984)]
16. Курт В Г, Миронова Е Н, Берто Ж Л, Далодье Ф *Космич. исслед.* **22** 225 (1984)
17. Witte M et al. *Adv. Space Res.* **13** (6) 121 (1993)
18. Lallement R, Bertaux J L, Kurt V G *J. Geophys. Res.* **90** 1413 (1985)

PACS numbers: **04.20.** – **q**, **04.70.** – **s**, **98.80.** – **k**
DOI: 10.3367/UFNr.0182.201208k.0894

Образование космологических потоков материи в общей теории относительности

В.Н. Лукаш, Е.В. Михеева, В.Н. Строков

1. Введение

Как известно, принцип Коперника ставит под сомнение уникальность нашей Вселенной. Поэтому представляется вероятным наличие некоего физического механизма гравитационного воспроизводства космологических потоков материи, расширяющихся от сверхбольших кривизн и плотностей до малых. Решение проблемы космогенезиса (происхождения вселенных) мы связываем с чёрными дырами, в которых области с высокой пространственно-временной кривизной образуются естественным эволюционным путём в ходе гравитационного

коллапса. Остаётся продлить возникающие таким образом сингулярные состояния во времени и посмотреть, какие геометрические структуры расположены за ними в будущем.

Аналитическое продолжение решений общей теории относительности (ОТО) через сингулярные гиперповерхности $r = 0$ реализуется в классе моделей "чёрно-белых" дыр с интегрируемыми сингулярностями [1, 2]. В этих моделях пространство-время чёрной дыры удаётся связать с белой дырой, в которой реализуется метрика однородной космологической модели, что позволяет предъявить геометрическую концепцию многолистной вселенной в явном виде. Этому кругу вопросов и посвящена данная статья.

2. Как продолжить метрику Шварцшильда

Чёрная дыра с положительной внешней массой $M > 0$, без вращения и заряда, описывается в ОТО метрикой Шварцшильда в вакууме:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2GM}{r}\right) dt^2 - \frac{dr^2}{1 - 2GM/r} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (1)$$

где переменная $r > 0$ определена как радиус внутренней кривизны замкнутого однородного изотропного 2-пространства $dY^2 = \gamma_{ij} dy^i dy^j$, который не зависит от y^i ($i = 1, 2$), G — гравитационная постоянная. Y -пространство инвариантно относительно группы движений G_3 (две трансляции, позволяющие переместиться в любую точку Y , и поворот вокруг точки) и его можно привести к виду $dY^2 = r^2 d\Omega$, где $d\Omega \equiv d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2$ — единичная 2-сфера \mathbb{S}^2 , $y^i = (\theta, \varphi)$. В качестве полюса $\theta = 0$ можно выбрать любую из точек \mathbb{S}^2 , а поворот вокруг полюса осуществляется с помощью угла φ .

Перпендикулярное к Y пространство X дано в эйлеровой калибровке, в которой одна из координат x^I совпадает с r . Кроме того, метрика (1) не зависит от координаты $t \in \mathbb{R}^1$. Тем самым чёрная дыра в вакууме имеет группу движений G_4 , действующую на гиперповерхности $\mathbb{C}^3 = \mathbb{R}^1 \times \mathbb{S}^2$ (три трансляции в \mathbb{C}^3 + одномерное вращение в \mathbb{S}^2).

Топологически геометрия (1) представляет собой 4-цилиндр с однородной 3-поверхностью \mathbb{C}^3 и радиальной координатой r , определяющей в области $r > 0$ шварцшильдовский сектор чёрной (или белой) дыры. Попытки расширения этого решения неизбежно приводят в области, занятые материей. Поэтому вопрос аналитического продолжения (1) должен решаться на основе более общих метрик ОТО с материей, которые мы ограничим лишь требованием сферической симметрии G_3 в \mathbb{S}^2 .

Рассмотрим класс таких метрик, в ортогональной калибровке ($g_{ti} = 0$) имеющих вид

$$ds^2 = dX^2 - dY^2 = -\mathcal{N}\mathcal{K} dt^2 + \frac{d\rho^2}{4\rho\mathcal{K}} - \rho(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (2)$$

где действительная переменная ρ^{-1} не ограничена знаком и определена как скаляр внутренней кривизны Y -пространства, не зависящий от y^i :

$$R_{ij}^{(Y)} = \rho^{-1} \gamma_{ij}, \quad (3)$$

2-тензор Риччи построен по метрике γ_{ij} , которую в силу сферической симметрии всегда можно привести к виду

В.Н. Лукаш, Е.В. Михеева, В.Н. Строков. Астрокосмический центр Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, РФ

E-mail: lukash@asc.rssi.ru, strokov@asc.rssi.ru