

УДК 523.98

О. С. Гопасюк, С. И. Гопасюк

НИИ «Крымская астрофизическая обсерватория»
98409 Крым, п. Научный

Изменение с высотой параметров в модели течения плазмы над областью температурного минимума в тени солнечного пятна

Исследован режим течения плазмы вверх над тенью солнечного пятна в области температурный минимум — переходная область хромосфера — корона. Расчеты скорости, температуры, плотности и давления плазмы в трубке тока проведены при стационарном изэнтропическом течении на основании решения уравнений магнитной гидродинамики. Уравнения имеют решение при наличии силы и подводимой энергии к плазме от внешнего электромагнитного поля. До высоты 1600 км воздействие поля выражается в виде работы сил над плазмой. На этом пути плазма ускоряется от 0.1 км/с до 1—2 км/с. На больших высотах воздействие внешнего поля сводится к подводу энергии к движущейся с дозвуковой скоростью плазме. В результате происходит дальнейшее увеличение скорости и температуры плазмы. Начиная с высоты 1600 км требуется интенсивное увеличение подвода энергии к движущейся плазме, чтобы обеспечить наблюдаемый режим ее течения. Проведено обсуждение полученных результатов.

ЗМІНИ З ВИСОТОЮ ПАРАМЕТРІВ В МОДЕЛІ ТЕЧІЇ ПЛАЗМИ НАД ОБЛАСТЮ ТЕМПЕРАТУРНОГО МІНІМУМУ В ТІНІ СОНЯЧНОЇ ПЛЯМИ, Гопасюк О. С., Гопасюк С. І. — Досліджено режим течії плазми вверх над тінню плями в області температурний мінімум — перехідна область хромосфера — корона. Обчислення швидкості, температури, густини і тиску плазми в трубці струму було проведено при стаціонарній ізентропічній течії на основі рішення рівнянь магнітної гідродинаміки. Рівняння мають розв'язки при наявності сили і енергії, що підводиться до плазми від стороннього електромагнітного поля. До висоти 1600 км дія поля виявляється у вигляді роботи сил над плазмою. На цьому шляху плазма прискорюється від 0.1 км/с до 1—2 км/с. На більших висотах дія стороннього поля зводиться до підводу енергії до плазми, яка рухається з дозвуковою швидкістю. В результаті відбувається подальше збільшення швидкості і температури плазми. Починаючи з висоти 1600 км потрібне інтенсивне збільшення підводу енергії до плазми, щоб забезпечити спостережений режим її течії. Проведено обговорення отриманих результатів.

HEIGHT CHANGES OF PARAMETERS IN THE MODEL OF PLASMA FLOW IN SUNSPOT UMBRA ABOVE THE TEMPERATURE MINIMUM REGION, by Gopasyuk O. S., Gopasyuk S. I. — We investigated the mode of upward plasma motions above sunspot umbra in the temperature minimum — transition region chromosphere — corona. The velocity, temperature, density and pressure in a magnetic flux tube were calculated under stationary isentropic flow on the basis of solution of equations of magnetic hydrodynamics. The equations have solutions in the presence of force and energy that admission to the plasma from an external electromagnetic field. Before the height 1600 km work of powers over the plasma determines an influence of field. The plasma accelerates from 0.1 km/s to 1–2 km/s over this distance. At greater heights the external field influence is reduced to delivering energy to the plasma moving with subsonic velocity. This results in increasing the plasma velocity and temperature. From a height of 1600 km, intensive increasing the admission of energy to the moving plasma is required to ensure the observed mode of its flow. The received results are discussed.

Движения плазмы над тенью пятна привлекательны тем, что они происходят в сильном магнитном поле, ориентированном преимущественно вертикально. Наблюдения поля лучевых скоростей, измеренных в пятнах по линиям разной интенсивности, показали [2], что крупномасштабные движения в хромосфере над тенью пятна не являются прямым продолжением движений в фотосфере. По фотосферным линиям вертикальная составляющая средней скорости величиной 0.3–0.5 км/с направлена вниз [4, 9, 17], в то время как наблюдения в хромосфере (линия H_{β}) показывают движение вверх со средней скоростью 0.7 км/с [1]. Переход от движений, характерных для фотосферы, к движениям, характерным для хромосферы, происходят на высоте формирования линии $Fe\ I\ \lambda\ 527.0\ \text{нм}$ — вблизи области температурного минимума. На этих высотах поле скоростей над тенью пятен мелкомасштабное и состоит из отдельных элементов со встречным направлением движений. Максимальная величина скорости в них не превышает 0.5 км/с. Здесь наблюдается кажущееся нарушение непрерывности движения вещества. В работе [3] было высказано предположение, что в области температурного минимума происходит эффективный процесс диффузии плазмы в область магнитного поля тени пятна. Это дало возможность создать модели течения плазмы над тенью пятна в областях температурный минимум — фотосфера [3] и температурный минимум — переходная область хромосфера — корона [5] — до высоты образования линии $C\ IV\ \lambda\ 154.8\ \text{нм}$. Линия $C\ IV\ \lambda\ 154.8\ \text{нм}$ над тенью некоторых пятен показывает движение плазмы вверх со скоростью 16–20 км/с [10]. Но бывают пятна, в которых по линии $C\ IV\ \lambda\ 154.8\ \text{нм}$ наблюдались дозвуковые и сверхзвуковые течения плазмы, направленные вниз [11, 16]. Модель течения плазмы над областью температурного минимума построена для случая квазистационарного течения плазмы при увеличении ее наблюдаемой скорости с высотой от 0.1 км/с в области температурного минимума до 16 км/с на высоте формирования линии $C\ IV\ \lambda\ 154.8\ \text{нм}$.

Специфика модели течения плазмы в пределах высот температурный минимум — переходная область хромосфера — корона состоит в том, что над тенью пятна всегда имеет место увеличение температуры от 3500 К в области температурного минимума до $10^5\ \text{К}$ в области образования линии $C\ IV\ \lambda\ 154.8\ \text{нм}$ [15, 16]. Одновременно с нагревом плазмы происходит увеличение ее скорости. Это потребовало включения в уравнения движения плазмы силы электромагнитного поля, ускоряющей плазму, и подвода энергии, необходимой для нагрева движущейся плазмы. В работе [5]

получено решение для дозвукового квазистационарного течения при определенных значениях силы и подводимой энергии к плазме и их изменение с высотой.

Здесь нами при вычисленных в работе [5] величинах силы и подводимой энергии к движущейся плазме вычислены параметры квазистационарного потока и изменение этих параметров в потоке с высотой.

СТАЦИОНАРНЫЙ ПОТОК ПЛАЗМЫ В ТРУБКЕ ТОКА

Диффузия плазмы в магнитное поле тени пятна в области температурного минимума приводит к формированию потоков плазмы, направленных вниз [3] и вверх [5]. Сила электромагнитного поля, действующая на движущуюся плазму, и энергия, подводимая в виде тепла к ней, создают наблюдаемое над некоторыми пятнами квазистационарное течение вверх [5].

Здесь мы не уточняем способы создания этого поля и электрического тока. Отметим только, что они воздействуют на стационарный поток проводящего газа.

Принято, что одномерное стационарное движение невязкого проводящего газа происходит в трубке тока переменного сечения $S(z)$ в электромагнитном поле и при наличии силы тяжести.

Уравнения, описывающие движение плазмы в трубке тока, термоизолированной и расположенной вертикально, можно записать в виде:

$$\rho u S = \rho_0 u_0 S_0 = \text{const}, \quad (1)$$

$$\rho u \frac{du}{dz} + \frac{dP}{dz} + \rho g = f(z), \quad (2)$$

$$\rho u \left(u \frac{du}{dz} + C_p \frac{dT}{dz} \right) = A(z), \quad (3)$$

$$P = R\rho T. \quad (4)$$

Уравнение (1) выражает постоянство расхода массы вдоль трубки тока (ρ — плотность плазмы; u — ее скорость; S — сечение трубки тока). Уравнение (2) — уравнение движения (P — давление плазмы; g — ускорение свободного падения; $f(z)$ — сила электромагнитного поля). Уравнение (3) представляет изменение плотности потока энергии (C_p — удельная теплоемкость плазмы при постоянном давлении; T — температура; $A(z)$ — плотность подводимой извне, в том числе и от электромагнитного поля, энергии в единицу времени). В уравнении (3) не учтены потери энергии, связанные с ионизацией водорода и гелия. Уравнение (4) — уравнение состояния идеального газа (R — газовая постоянная).

Характерным свойством солнечных магнитных полей является их тонкая структура [7, 8, 18]. Магнитное поле тени пятна не исключение: оно состоит из отдельных магнитных силовых трубок с расходящимися вверх силовыми линиями. В каждой магнитной трубке формируется течение плазмы, направленное вверх от уровня температурного минимума до переходной области хромосфера — корона. Совокупность магнитных трубок и течение плазмы в них создают общую структуру наблюдаемого течения плазмы над тенью пятна. Предполагается, что каждая трубка тока совпадает по своей геометрии с магнитной силовой трубкой, ось которой направлена вдоль z .

Примем, что магнитные жгуты, из которых состоит магнитное поле тени пятна, имеют круглую форму и одинаковые по площади сечения,

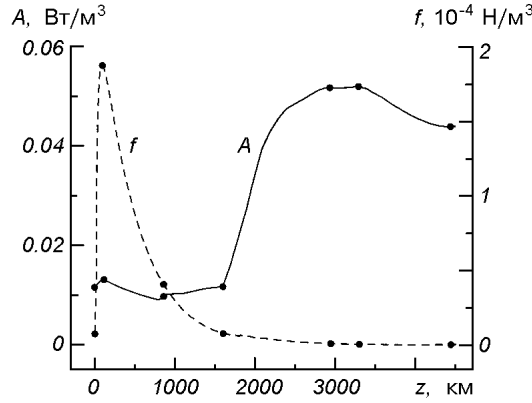


Рис. 1. Изменение с высотой функций $A(z)$ и $f(z)$. Точками отмечены значения, приведенные в таблице

равные $S = \pi r^2$. Сечение трубки изменяется с высотой из-за расхождения силовых линий. Примем, что угол раствора силовых линий в трубке в первом приближении в пределах рассматриваемых высот не изменяется. Тогда

$$\frac{S}{S_0} = \left(1 + \frac{z}{r_0} \operatorname{tg} \alpha\right)^2, \quad (5)$$

где z — высота, отсчитываемая от верхней границы области диффузии плазмы (от области температурного минимума); α — угол раствора силовых линий в магнитной трубке ($\alpha = 30^\circ$ [2]); r_0 — радиус сечения магнитной трубки на верхней границе области диффузии. Индекс «0» относится к параметрам в основании трубки тока.

Функции $f(z)$ и $A(z)$ в уравнениях (2) и (3) известны [5] и отвечают решению системы уравнений для стационарного дозвукового течения (при увеличении скорости от 0.1 км/с и температуры 3500 К в области температурного минимума до скорости 16 км/с и температуры до 10^5 К в области формирования линии C IV λ 154.8 нм). Изменение функций $f(z)$ и $A(z)$ с высотой воспроизведено из работы [5] на рис. 1.

Полагаем также, что изменение с высотой P , ρ и T известно в первом приближении [5]. Тогда из (1)–(4) находим уравнение для определения скорости течения плазмы u в магнитной трубке:

$$u^2 - B(z)u + D(z) = 0, \quad (6)$$

где

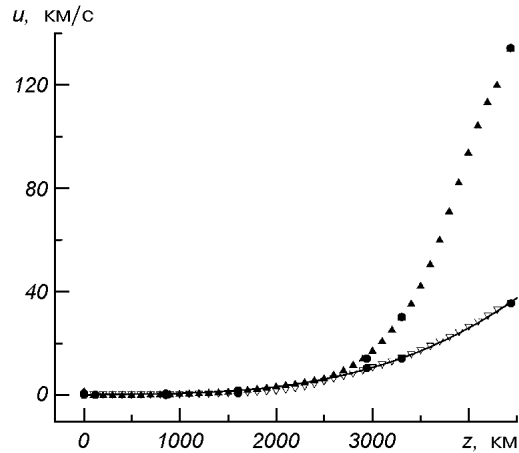
$$B(z) = \frac{(\gamma - 1)A(z) + \gamma \frac{u_0 \rho_0 S_0}{S} g}{(\gamma - 1)f(z) + \gamma P \frac{dS/dz}{S} + \frac{dP}{dz} + \rho g}, \quad (7)$$

$$D(z) = \gamma \frac{P}{\rho} \frac{f(z) - \rho g - dP/dz}{(\gamma - 1)f(z) + \gamma P \frac{dS/dz}{S} + \frac{dP}{dz} + \rho g}, \quad (8)$$

S — сечение магнитной силовой трубки определяется выражением (5) и $\gamma = 5/3$ — показатель адиабаты.

Решение уравнения (6) при $B(z)$ и $D(z)$, определяемых выражениями (7) и (8), показано на рис. 2. Оба корня уравнения (6) действительные. Значения одного из них находятся в соответствии с наблюдаемой скоростью

Рис. 2. Изменение с высотой скорости течения плазмы u . Точками отмечены значения, приведенные в таблице



Параметры движущейся плазмы в магнитном поле тени пятна в области температурный минимум — переходная область хромосфера — корона

z, км	$\dot{f}(z)$, мкН/м ³	A(z), мВт/м ³	P, Па		T, 10 ³ К		ρ , кг/м ³		u, км/с			η	κ
			Модель	Расчет	Модель	Расчет	Модель	Расчет	Наблюдения	Корень 1	Корень 2		
0	7.39	11.5	39.02	47.50	3.52	3.51	1.63(-6)*	1.63(-6)*	0.1	0.1	0.7	0.0603	2.09(-4)
120	187	13.1	9.441	23.30	3.89	3.80	3.58(-7)	7.40(-7)	0.2	0.1	0.2	0.73	3.47(-3)
860	40.5	9.68	0.075	4.95	6.88	5.74	1.42(-9)	1.04(-7)	0.7	0.2	0.7	0.746	0.338
1600	7.48	11.7	0.018	1.70	9.18	9.26	1.82(-10)	2.21(-8)	2.0	1.0	2.0	0.561	0.976
2940	0.782	51.7	0.012	0.95	60.9	52.6	1.34(-11)	2.17(-9)	10.3	10.7	14.4	0.135	3.34
3300	0.380	52.0	0.012	0.79	88.2	72.2	8.88(-12)	1.32(-9)	14.6	14.4	30.6	0.0967	3.33
4440	0.286	43.9	0.011	0.38	144	131	5.35(-12)	3.51(-10)	36.5	36.1	134.0	0.192	3.38

* В скобках приведен порядок величины: $1.63(-6) = 1.63 \cdot 10^{-6}$

во всех трех линиях и отвечают дозвуковой скорости в интервале высот до $z \approx 4440$ км над областью температурного минимума (таблица, рис. 2). Величина скорости, определяемая вторым корнем, за исключением начального значения, близко соответствует скорости первого корня до высоты $z \approx 2700$ км, где скорость близка к 10 км/с. В дальнейшем скорость быстро нарастает и переходит через звуковой барьер на высоте $z \approx 3500$ км. Это примерно соответствует высоте формирования линии C IV λ 154.8 нм, наблюдаемая скорость по которой составляет в среднем 16 км/с.

Скорость, определяемая первым корнем уравнения (6), в котором задействованы сразу все параметры, определяется довольно точно на всем интервале высот (таблица, рис. 2). Результаты вычислений температуры T , давления P и плотности ρ движущейся плазмы на выбранных высотах в трубке тока приведены в таблице. В таблице для сравнения представлены также значения соответствующих параметров, взятых из модели [12]. Вычисленные значения температуры получились ниже, чем по модели тени пятна [12]. Различие температур систематически увеличивается с высотой и достигает примерно 10 % при $z = 4440$ км. Плотность плазмы определяется изменением с высотой сечения трубки тока S и скоростью плазмы. Различие между вычисленной плотностью, и плотностью, взятой по модели

[12], систематически увеличивается с высотой. На верхней границе ($z = 4440$ км) вычисленное значение плотности превышает взятое по модели [12] примерно в 65 раз. В соответствии с плотностью давление плазмы при стационарном течении уменьшается с высотой медленнее по сравнению с моделью [12].

Скорости, определяемые вторым корнем, отвечают течениям, переходящим к сверхзвуковым. Они реализовываются, вероятно, редко.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Вычисленные ранее [5] сила и подводимая мощность от электромагнитного поля к плазме позволили рассчитать наблюдаемый режим течения плазмы в области температурный минимум — переходная область хромосфера — корона в магнитном поле тени пятна. Расчет параметров плазмы в трубке тока проведен при стационарном изэнтропическом течении на основании решения уравнений магнитной гидродинамики при наличии силы тяжести. Потери энергии на ионизацию водорода и гелия не учитывались. Расчеты проведены до высоты $z = 4440$ км. Для определения скорости получено уравнение, оба корня его действительные. Один из корней довольно точно описывает наблюдаемое изменение скорости с высотой в дозвуковом режиме. Температура в движущейся плазме вдоль магнитного поля тени пятна в пределах 10 % совпадает с температурой в гидростатической модели тени пятна [12].

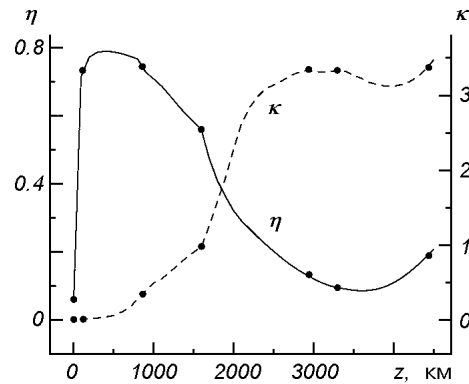
Различие между плотностями, вычисленной и взятой по модели [12], систематически увеличивается с высотой. На верхней границе ($z = 4440$ км) вычисленное значение плотности превышает взятое по модели [12] примерно в 65 раз. В соответствии с плотностью давление плазмы при стационарном течении уменьшается с высотой медленнее по сравнению с моделью [12]. Полученное различие в плотности и соответственно в давлении может быть обусловлено несколькими причинами. Во-первых, нам не известна достоверно высота образования линии C IV $\lambda 154.8$ нм, на что указывалось в [14]. Во-вторых, электронная концентрация в переходной области над тенью пятна при температуре 10^5 К — в области формирования линии C IV $\lambda 154.8$ нм, определенная в [13], равна $2.7 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$. Даже, если предположить, что на этой высоте весь водород ионизован, то плотность, вычисленная по данным [13], получается только в шесть раз выше, чем по модели [12]. Поэтому значения плотности и давления плазмы над тенью пятна, полученные нами и в работе [12], могут различаться не столь разительно.

Проявление внешнего поля на течении плазмы выражается в силовом воздействии и в подводе энергии. Работа внешних механических сил равна $f(z) \cdot u$, полная подводимая энергия определяется суммой $W(z) = f(z) \cdot u + A(z)$. Их отношение

$$\eta = \frac{f(z) \cdot u}{W(z)} \quad (9)$$

показано на рис. 3. На начальном этапе до $z = 1600$ км воздействие поля выражается преимущественно в виде работы сил над плазмой. На этом пути плазма ускоряется от 0.1 км/с до 1—2 км/с. В дальнейшем при $z > 1600$ км воздействие внешнего поля сводится в основном к подводу энергии к движущейся с дозвуковой скоростью плазме. В результате происходит дальнейшее увеличение скорости плазмы и ее нагрев. Это согласуется с результатами газовой динамики, что при дозвуковом течении подвод тепла ускоряет поток и повышает его температуру при $u^2 < a^2/\gamma$ (a — скорость звука) [6].

Рис. 3. Изменение с высотой отношения η механической работы сжатия к полной энергии поля, подводимой к плазме и отношения κ полной энергии поля, подводимой к плазме, к внутренней энергии плазмы в гидростатической модели тени пятна [12]. Точками отмечены значения, приведенные в таблице



Скорости, определяемые вторым корнем, отвечают течениям, переходящим к сверхзвуковым. Они реализовываются, вероятно, редко.

Величина $W(z)$ в балансе энергии тени пятна, отнесенная к внутренней энергии единицы объема плазмы, взятой по модели тени пятна [12] составляет:

$$\kappa = \frac{(\gamma - 1)W(z)}{P_M}, \quad (10)$$

где P_M — давление плазмы в тени пятна по модели [12].

Результаты вычислений κ по (10) приведены на рис. 3. При малых высотах $W(z)$ в энергетическом балансе тени составляет малую долю внутренней энергии в гидростатической модели тени пятна [12]. С увеличением высоты $W(z)$ увеличивается, становится равной внутренней энергии $\frac{P_M}{\gamma - 1}$ при $z = 1600$ км и в дальнейшем превосходит ее более чем в три раза. Именно, начиная с $z = 1600$ км, требуется интенсивное увеличение подвода энергии к движущейся плазме (рис. 1), чтобы обеспечить наблюдаемый режим ее течения.

1. Гонасюк О. С. Движения плазмы в магнитном поле солнечного пятна. II. Наблюдения в линии $H\beta$ // Кинематика и физика небес. тел.—1999.—15, № 5.—С. 413—420.
2. Гонасюк О. С. Движения плазмы над тенью солнечного пятна вблизи уровня фотосферы — хромосфера. Структура магнитного поля // Кинематика и физика небес. тел.—2000.—16, № 3.—С. 230—240.
3. Гонасюк О. С., Гонасюк С. И. О движении плазмы в области температурный минимум — фотосфера над тенью пятен // Кинематика и физика небес. тел.—2002.—18, № 2.—С. 161—170.
4. Гонасюк С. И., Гонасюк О. С. Движения плазмы в магнитном поле солнечного пятна. I. Наблюдения по фотосферным линиям // Кинематика и физика небес. тел.—1998.—14, № 5.—С. 389—400.
5. Гонасюк С. И., Гонасюк О. С. К проблеме движений плазмы в хромосфере и переходной области над тенью пятен // Кинематика и физика небес. тел.—2002.—18, № 4.—С. 341—350.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. — М.: ГИТТЛ, 1954.—795 с.
7. Лоцицкий В. Г. Мелкомасштабная структура солнечных магнитных полей // Кинематика и физика небес. тел.—1986.—2, № 1.—С. 28—35.
8. Северный А. Б. Некоторые проблемы физики Солнца. — М.: Наука, 1988.—221 с.
9. Abetti G. Solar Physics // Handbuch der Astrophysik.—1929.—4.—P. 57—228.
10. Alissandrakis C. E., Dialetis D., Mein P., et al. The Evershed flow in the solar photosphere, chromosphere and chromosphere—corona transition region // The Sun / Eds L. Hejna, M. Sobotka: Proc. 10th European Regional Astronomy Meeting of the IAU, August 24—29, 1987. — 1987.—Vol. 1.—P. 147—151.

11. *Athey R. G., Gurman J. B., Shine R. A. and Henze W.* Fluid motions in the solar chromosphere—corona transition region. III. Active region flows from wide slit dopplergrams // *Astrophys. J.*—1983.—**269**, N 2.—P. 706—714.
12. *Avrett E. H.* Reference model atmosphere calculation — The Sunspot model // *The Physics of Sunspots* / Eds L. E. Cram and J. H. Thomas. — Sacramento Peak Obs., 1981.—P. 235—257.
13. *Cheng C.-C., Doschek G. A., and Feldman U.* The emission-line spectrum of a sunspot in the far-ultraviolet // *Astrophys. J.*—1976.—**210**, N 2.—P. 836—842.
14. *Hagyard M. J., Teuber D., West E. A., et al.* Vertical gradients of sunspot magnetic fields // *Solar Phys.*—1983.—**84**, N 1/2.—P. 13—31.
15. *Jordan C.* The ionization equilibrium of elements between carbon and nickel // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1969.—**142**.—P. 501—521.
16. *Nicolas K. R., Kjeldseth-Moe O., Bartoe J. D. F., Bruecner G. E.* High resolution EUV structure of the chromosphere — corona transition region above a sunspot // *Solar Phys.*— 1982.—**81**, N 2.—P. 253—280.
17. *Servajean R.* Contribution a l'étude de la cinématique de la matière dans les taches et la granulation solaires // *Ann. d'Astrophys.*—1961.—**24**, N 1.—P. 1—39.
18. *Stenflo J. O.* Magnetic-field structure of the photospheric network // *Solar Phys.*—1973.—**32**, N 1.—P. 41—63.

Поступила в редакцию 03.10.03