

УДК 523.98

**С. И. Гопасюк, О. С. Гопасюк**

Крымская астрофизическая обсерватория  
98409, Крым, п. Научный

### **К проблеме движений плазмы в хромосфере и переходной области над тенью пятен**

*Анализируются наблюдения лучевых скоростей, измеренных в пятнах по линиям разной интенсивности. Сделано предположение, что в области температурного минимума происходит эффективная диффузия плазмы в магнитное поле тени пятна. Свыше 90 % потока этой плазмы идет на формирование наблюдаемого течения плазмы вниз — температурный минимум — фотосфера. Остальная часть приходится на формирование квазистационарного потока, направленного вверх. Над тенью некоторых пятен возможно ускорение плазмы от 0.1 км/с над областью температурного минимума до 16—20 км/с в переходной области хромосфера — корона. Одновременно с ускорением плазмы имеет место ее нагрев от 3500 К в области температурного минимума до  $10^5$  К в области образования линии C IV  $\lambda$  154.8 нм. Такой характер изменения с высотой скорости и температуры плазмы возможен при наличии внешнего поля, воздействующего на плазму. Для электромагнитного поля, способного создать наблюдаемые скорость и температуру плазмы, оценены напряженность, энергия и их изменение с высотой.*

*ДО ПРОБЛЕМИ РУХІВ ПЛАЗМИ В ХРОМОСФЕРІ ТА ПЕРЕХІДНІЙ ОБЛАСТІ НАД ТІННЮ ПЛЯМ, Гопасюк С. І., Гопасюк О. С. — Проведено аналіз спостережень променевих швидкостей, виміряних над плямами в лініях різної інтенсивності. Зроблено припущення, що в області температурного мінімуму відбувається ефективна дифузія плазми в магнітне поле тіні плям. Понад 90 % потоку цієї плазми йде на формування струміння плазми вниз — температурний мінімум — фотосфера. Остання частина її приходится на формування квазістаціонарного потоку вверх. Над тінню деяких плям можливе прискорення плазми від 0.1 км/с над областю температурного мінімуму до 16—20 км/с в перехідній області хромосфера — корона. Одночасно з прискоренням плазми має місце і нагрівання її від 3500 К в області температурного мінімуму до  $10^5$  К в області формування лінії C IV  $\lambda$  154.8 нм. Такий характер зміни з висотою швидкості і температури плазми можливий, якщо є зовнішнє поле, яке діє на плазму. Для електромагнітного поля, здатного забезпечити спостережувані швидкість і температуру плазми, визначено напруженість, енергію та їхню зміну з висотою.*

*ON THE PROBLEM OF PLASMA MOTIONS IN THE CHROMOSPHERE AND THE TRANSITION REGION ABOVE SUNSPOT UMBRAE, by Gopasyuk S. I., Gopasyuk O. S. — We analyse observational data on radial velocities obtained from lines of different intensity in sunspots. The assumption was made that effective plasma diffusion in a sunspot umbra magnetic field takes place in the temperature minimum region. Above 90 % of this plasma flow forms an observable downflow from the temperature minimum to the photosphere. The rest of the plasma flow forms the quasi-stationary flow directed upwards. There is possibly an acceleration of the plasma from 0.1 km/s above the temperature minimum region up to 16–20 km/s in the chromosphere — corona transition region above some sunspot umbrae. Coincidentally with its acceleration the plasma warms up from 3500 K in the temperature minimum region to  $10^5$  K in the region of the C IV  $\lambda$  154.8 nm line formation. Such a pattern of changes in the plasma velocity and temperature with height is possible in the presence of an external field influencing the plasma. Intensity, energy, and their changes were estimated for the electromagnetic field which can produce the observable velocity and temperature of the plasma.*

Наиболее интенсивные движения — движения Эвершеда — сосредоточены в полутени пятен, где магнитное поле и скорости преимущественно горизонтальные. Над тенью пятна магнитное поле главным образом вертикальное, и характер движения материи другой. Еще в первых исследованиях [12] наблюдались наряду с горизонтальными (вдоль радиуса пятна), вертикальные, направленные вниз, движения в фотосфере над тенью пятна. По данным наблюдений [5, 12, 25] значения вертикальной скорости составляли 0.3–0.5 км/с, но согласно [4] они иногда превышают 1 км/с.

Наблюдения в  $H_{\beta}$  позволили установить, что над тенью пятен материя движется вверх вдоль расходящихся силовых линий магнитного поля [1]. В некоторых местах максимальная скорость вертикальных движений достигала 1.8 км/с, а скорость, средняя по площади тени пятна, составляла 0.7 км/с.

Переход от движений, характерных для фотосферы (вниз) к движениям, характерным для хромосферы (вверх), происходит на высоте формирования центральной части линии Fe I  $\lambda$  527.0 нм [2] (вблизи области температурного минимума).

На этой высоте имеет место кажущееся нарушение непрерывности движения материи. Поле скоростей состоит из отдельных мелко-масштабных элементов со встречным направлением движений. Для разрешения этого противоречия нами было высказано предположение [3], что в области температурного минимума происходит эффективная диффузия плазмы в магнитное поле тени, пятна и создана модель течения плазмы в области температурный минимум — фотосфера.

Наблюдения в УФ-линиях над тенью некоторых пятен в переходной области хромосфера — корона выявили подъем вещества [13, 14, 19, 20, 23]. Однако наблюдались случаи, когда крупномасштабные дозвуковые и сверхзвуковые потоки плазмы были направлены вниз [14, 24]. Наблюдения по УФ-линиям еще довольно редки, и еще преждевременно делать окончательные выводы о значениях и направлении скорости крупномасштабных движений плазмы. Тем не менее, на основании [13], где приведены подробные измерения по линии C IV  $\lambda$  154.8 нм доплеровских скоростей, можно заключить, что над тенью одного пятна по крайней мере в течение трех дней наблюдался подъем плазмы. Средняя величина вертикальной скорости составляла 12–20 км/с; по наблюдениям других пятен — около

20 км/с [20]. Квазистационарные движения плазмы вверх над тенью трех пятен со скоростью до 20 км/с были получены по наблюдениям в линии С IV  $\lambda$  154.8 нм с пространственным разрешением  $3'' \times 3''$  [23]. Величина скорости в переходной области хромосфера — корона значительно выше, чем по наблюдениям в хромосфере, в частности по  $H_{\beta}$  [1]. Это дает повод предположить, что между высотами образования линий Fe I  $\lambda$  527.0 нм и С IV  $\lambda$  154.8 нм над тенью некоторых пятен возможно регулярное ускорение плазмы.

Ниже мы провели анализ возможности ускорения плазмы над тенью пятна в слоях температурный минимум — переходная область хромосфера — корона. При этом мы считали, что в области температурного минимума происходит эффективная диффузия плазмы в магнитное поле тени пятна [3].

### 1. ИЗМЕНЕНИЕ СКОРОСТИ С ВЫСОТОЙ

Значения потоковых скоростей плазмы над тенью пятна взяты из данных наблюдений в трех линиях: Fe I  $\lambda$  527.0 нм [2],  $H_{\beta}$  [1] и С IV  $\lambda$  154.8 нм [13, 20, 23]. Наблюдения в Fe I  $\lambda$  527.0 нм и  $H_{\beta}$  относятся к одним и тем же четырем одиночным пятнам. Скорости, измеренные в С IV  $\lambda$  154.8 нм, относятся к другим пятнам.

Согласно измерениям [22] и с учетом эффекта проекции [6] центральная часть линии Fe I  $\lambda$  527.0 нм образуется на высоте около 600 км и располагается непосредственно над температурным минимумом. Средняя по тени пятна скорость, направленная вверх, равна 0.1 км/с [2]. Высота образования линии  $H_{\beta}$  в среднем составляет 1400 км [21], а средняя скорость в тени пятна, измеряемая по  $H_{\beta}$ , направлена вверх и равна 0.7 км/с [1]. Линия С IV  $\lambda$  154.8 нм формируется над пятном в переходной области хромосфера — корона при температуре  $10^5$  К [18, 24]. По модели тени пятна [15] этой температуре отвечает высота 2500 км. Однако, как показали исследования [17], высота образования линии С IV  $\lambda$  154.8 нм должна быть 4000—6000 км. Мы взяли значение высоты 4000 км и значение средней по тени пятна скорости движения плазмы вверх 16 км/с [13, 20, 23].

Средние высоты образования линий Fe I  $\lambda$  527.0 нм и  $H_{\beta}$  измерены непосредственно и не вызывают сомнений: по модели [15] они соответствуют температурам образования линий Fe I  $\lambda$  527.0 нм и  $H_{\beta}$ .

Линия С IV  $\lambda$  154.8 нм зарегистрирована над пятнами во всех наблюдениях. Это означает, что над пятном всегда имеется область с температурой  $10^5$  К. Участок высот в модели [15] от области образования  $H_{\beta}$  до области с температурой  $10^5$  К и выше мы растянули линейно таким образом, чтобы общая высота между уровнями образования непрерывного спектра и линии С IV  $\lambda$  154.8 нм ( $T \approx 10^5$  К) стала равной 4000 км. В результате изменение с высотой скорости движения плазмы над тенью пятна приняло вид, приведенный на рис. 1.

Итак, выделяется два очень важных обстоятельства:

1. Над тенью пятна всегда наблюдается увеличение температуры примерно от 3500 К в области температурного минимума до  $10^5$  К на высоте формирования линии С IV  $\lambda$  154.8 нм.

2. Над тенью по крайней мере нескольких пятен обнаружен подъем плазмы с увеличивающейся скоростью (средней по площади тени) примерно от 0.1 км/с непосредственно над областью температурного минимума до 16 км/с на высоте формирования линии С IV  $\lambda$  154.8 нм.

Выясним причины, которые могут приводить к такому течению плазмы.

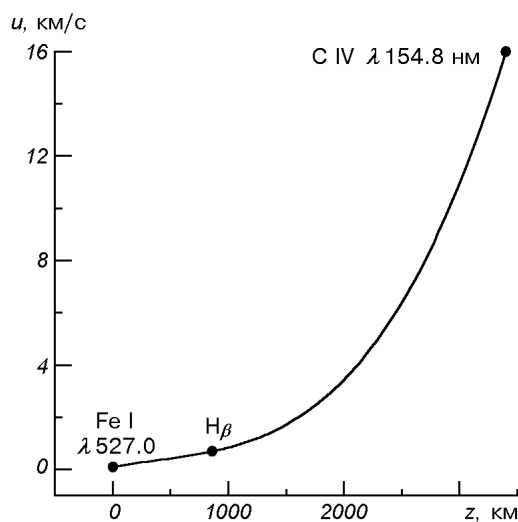


Рис. 1. Средние величины вертикальной скорости над тенью пятна в зависимости от высоты образования линий и их аппроксимация полиномом третьей степени

## 2. СИФОННЫЙ МЕХАНИЗМ

Действие сифонного механизма основано на появлении разности давлений плазмы из-за разной напряженности магнитного поля в противоположных основаниях магнитной петли. В том основании магнитной петли, которое уходит в фотосферу вне пятна, напряженность поля ниже, а температура выше, чем над тенью пятна. Поэтому давление плазмы будет больше в том основании петли, в котором напряженность поля меньше. Разность давлений плазмы на концах магнитной петли создает движение плазмы, направленное в сторону пятна, что не соответствует наблюдениям над тенью пятна. Даже если предположить, что над тенью пятна тепловая функция плазмы  $w_0$  больше, чем на втором конце магнитной петли, сифонный механизм не может обеспечить наблюдаемое течение плазмы. Это непосредственно вытекает из уравнения Бернулли для стационарного и изэнтропического течения [8]:

$$\frac{u^2}{2} + gz = w_0 - w, \quad (1)$$

где  $w$  — тепловая функция единицы массы плазмы,  $u$  — скорость плазмы,  $z$  — высота,  $g$  — ускорение свободного падения. Разность тепловых функций  $w_0 - w$ , которая создает движение плазмы вдоль петли, частично компенсируется членом  $gz$ . Над центральной частью тени пятна силовые линии магнитного поля уходят практически вертикально вверх на значительную высоту. При достаточно больших  $z$  окажется, что  $gz > w_0 - w$ , и движение плазмы вверх станет невозможным. Так что сифонный механизм может эффективно ускорять плазму в наклонных магнитных петлях, в частности в полутени пятна на уровне хромосферы, где движение плазмы направлено в сторону пятна.

Кроме того, при дозвуковом течении, которое наблюдается (рис. 1), скорость плазмы увеличивается только при уменьшении ее тепловой функции  $w$  (выражение (1)). В то же время мы видим, что с увеличением скорости плазмы увеличивается и ее температура.

Так что сифонный механизм в его классическом виде не может быть ответственным за наблюдаемое (рис. 1) движение плазмы над тенью пятна в хромосфере и более высоких слоях.

### 3. ПОТОК ПЛАЗМЫ В ТРУБКЕ ТОКА ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

Приведенное на рис. 1 изменение скорости с высотой мы считаем в пределах этих высот непрерывным и квазистационарным. Оно формируется непосредственно над областью температурного минимума вследствие эффективной диффузии плазмы в магнитное поле тени пятна в области температурного минимума [3], выше которой вертикальная составляющая скорости направлена вверх [1], а ниже ее — вниз [5]. Втекание плазмы в магнитное поле возможно в случае, если давление плазмы внутри магнитного жгута меньше давления окружающей плазмы. Более горячая плазма, находящаяся вне магнитного поля тени пятна, попадая в область разрежения, адиабатически расширяется вдоль поля (и вверх, и вниз). Как следствие, образуются мелкомасштабные структуры со встречным направлением движения вещества. Расширяющийся газ охлаждается и становится более тяжелым. Под действием силы тяжести основная масса газа опускается вниз.

Эффективная диффузия плазмы в область магнитного поля происходит, как принято в работе [3], на участке высот  $\Delta h = 200$  км (по 100 км с каждой стороны от области с минимумом температуры по модели тени пятна [15]). На основании модели тени пятна [15] плотность плазмы на верхней границе участка  $\Delta h$  равна  $\rho_0 \approx 1.19 \cdot 10^{-6}$  кг/м<sup>3</sup>. Она принята равной плотности в квазистационарном потоке плазмы у основания области формирования течения, направленного вверх. На нижней границе участка диффузии плазмы  $\Delta h$  плотность ее по модели тени пятна [15] равна  $\rho_p \approx 1.84 \cdot 10^{-5}$  кг/м<sup>3</sup>. Так как сечения магнитной трубки и скорость плазмы в ней с обеих сторон области диффузии плазмы практически одинаковы, то, как легко видеть, только 6 % диффундирующей плазмы в магнитное поле приходится на поток плазмы, направленный вверх. Основная часть диффундирующей в магнитное поле плазмы создает течение, направленное вниз: температурный минимум — фотосфера. Пока мы не можем назвать вида неустойчивости, который приводит к столь эффективной диффузии плазмы в магнитное поле.

Одно из свойств солнечных магнитных полей — это их тонкая структура [9, 10, 26]. Магнитное поле тени пятна 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.

Рассмотрим воздействие внешнего электромагнитного поля на поток плазмы в трубке тока. Мы не будем уточнять способы создания этого поля. Отметим только, что оно воздействует на стационарный поток проводящего газа. Нас интересует, как должны изменяться параметры поля вдоль трубки тока, чтобы получить наблюдаемое изменение скорости и модельное распределение температуры плазмы вдоль оси трубки тока, которая принята за ось  $z$  в цилиндрической системе координат.

Примем, что магнитные жгуты, из которых состоит магнитное поле тени пятна, имеют круглую форму и одинаковые по площади сечения. Сечение трубки, равное  $S = \pi r^2$ , 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

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

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

Рассмотрим одномерные стационарные движения невязкого проводящего газа в трубке тока переменного сечения  $S(z)$  в электромагнитном поле и при наличии силы тяжести.

Уравнения движения плазмы в отдельной трубке тока, термоизолированной и расположенной вертикально, можно записать в виде

$$\rho u S = \rho_0 u_0 S_0 = \text{const}, \quad (3)$$

$$\rho u \frac{du}{dz} + \frac{dP}{dz} + \rho g = f(z), \quad (4)$$

$$\rho u \left( u \frac{du}{dz} + C_p \frac{dT}{dz} \right) = A(z), \quad (5)$$

$$P = R\rho T. \quad (6)$$

Уравнение (3) выражает постоянство расхода массы вдоль трубки тока ( $\rho$  и  $u$  — плотность и скорость плазмы;  $S$  — площадь сечения трубки тока). Уравнение (4) — уравнение движения ( $P$  — давление плазмы;  $g$  — ускорение свободного падения;  $f(z)$  — сила электромагнитного поля). Уравнение (5) представляет изменение плотности потока энергии ( $C_p$  — удельная теплоемкость плазмы при постоянном давлении;  $T$  — температура;  $A(z)$  — плотность энергии, подводимой извне в единицу времени, в том числе и от электромагнитного поля). Уравнение (6) — уравнение состояния идеального газа ( $R$  — газовая постоянная).

#### 4. ПОДБОР ПАРАМЕТРОВ ВНЕШНЕГО ПОЛЯ

Итак, скорость течения плазмы (рис. 1) известна в каждой точке  $z$  трубки тока, которая совпадает с магнитной силовой трубкой (выражение (2)). Все параметры течения зависят только от одной координаты  $z$ , отсчет которой начинается от верхней границы области диффузии плазмы. Как и в [3], примем, что на высоте  $z = 0$  радиус магнитной трубки  $r_0 = 1000$  км. Средний по тени пятна угол раствора силовых линий согласно исследованиям [2]  $\alpha = 30^\circ$ . Примем, что он равен  $30^\circ$  и в магнитной силовой трубке. Так как для  $z = 0$  плотность и скорость известны ( $\rho_0 = 1.19 \cdot 10^{-6}$  кг/м<sup>3</sup> и  $u_0 = 0.1$  км/с), находим на основании (2) и (3) плотность плазмы в трубке тока как функцию  $z$ :

$$\rho = \frac{\rho_0 u_0 S_0}{u S}. \quad (7)$$

По (5) вычисляем:

$$B(z) = \frac{d}{dz} \left( \frac{u^2}{2} + C_p T \right). \quad (8)$$

При этом  $u \frac{du}{dz}$  вычислены на основании полинома третьей степени (рис. 1), а значения  $dT/dz$  в качестве первого приближения взяты по модели тени пятна [15].

С учетом (3) на основании (8) находим

$$A(z) = \rho_0 u_0 \frac{S_0}{S} B(z). \quad (9)$$

Здесь, как и всюду в дальнейшем, принято, что состояние газа не изменяется при изменении его температуры от 3500 К до  $10^5$  К в процессе движения вдоль трубки тока.

Выражение (9) позволяет определить  $C_p T$  в следующем приближении. Метод последовательных приближений можно применять многократно. В следующем приближении на основании (8) и (9) находим:

$$C_p T(1) = \frac{1}{\rho_0 u_0} \int_0^z \frac{S}{S_0} A(z) dz + \frac{u_0^2}{2} + C_p T_0 - \frac{u^2}{2}. \quad (10)$$

Все значения параметров с индексом 0 относятся к начальной точке  $z = 0$ . После вычислений  $T(1)$  по выражению (10) на основании (6) с учетом (7) вычисляем в каждой точке  $P(1) = R\rho T(1)$  и затем  $dP(1)/dz$ . Таким образом, определив  $dP(1)/dz$  и зная  $\rho$  (выражение (7)) и  $u \frac{du}{dz}$  (полином третьей степени) на основании (4) находим  $f(z)$ :

$$f(z) = \rho \frac{d}{dz} \left( \frac{u^2}{2} + gz \right) + \frac{dP(1)}{dz}. \quad (11)$$

Расчеты показали, что параметры внешнего поля  $A(z)$  и  $f(z)$  особенно чувствительны к виду функции  $u$  (рис. 1). Однако вид каждой из функций  $A(z)$  и  $f(z)$  оставался в целом подобным. Вычисленные по выражениям (9) и (11) значения  $A(z)$  и  $f(z)$  приведены на рис. 2. Вычисления были продолжены до высоты  $z = 5000$  км при условии, что скорость на рис. 1 увеличивается в соответствии с полиномом третьей степени и увеличение температуры подчиняется выражению (10).

Для того чтобы происходило наблюдаемое увеличение скорости плазмы от начального значения 0.10 км/с, сила, действующая на плазму со стороны внешнего поля, должна достигнуть максимального значения  $f(z) \approx \approx 1.87 \cdot 10^{-4}$  Н/м<sup>3</sup> на высоте  $z = 120$  км и затем плавно уменьшаться (почти экспоненциально) до  $7.48 \cdot 10^{-6}$  Н/м<sup>3</sup> на расстоянии  $z = 1600$  км. При этом плотность подводимого потока энергии в единицу времени от внешнего

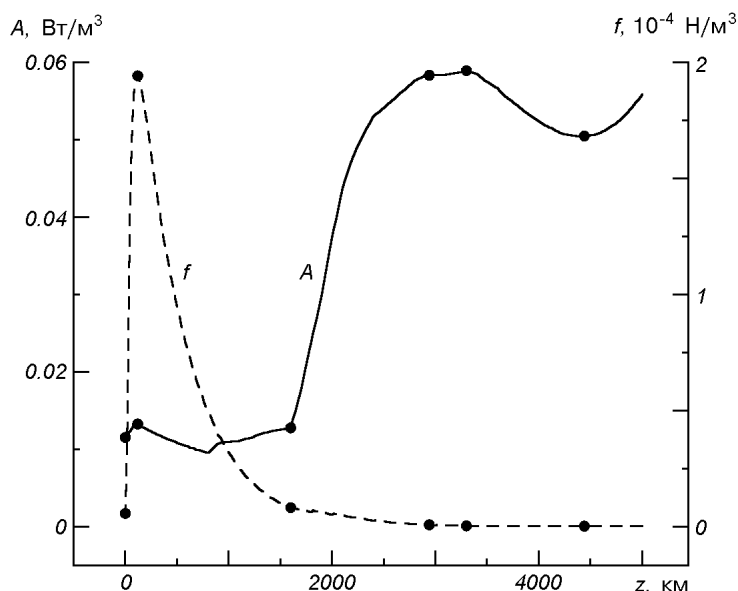


Рис. 2. Изменение функций  $A(z)$  и  $f(z)$  с высотой  $z$ . Точками отмечены наиболее характерные значения функций (см. таблицу)

источника  $A(z)$  должна оставаться почти постоянной на расстоянии от  $z = 0$  до  $z = 1600$  км и равной примерно  $12$  мВт/м<sup>3</sup>. На больших высотах величина  $A(z)$  должна увеличиться примерно до  $52$  мВт/м<sup>3</sup> при  $z = 3300$  км. Затем происходит медленное уменьшение функции  $A(z)$  до  $43.9$  мВт/м<sup>3</sup> на  $z = 4440$  км над областью температурного минимума. При дальнейшем увеличении высоты подвод энергии к плазме должен быть более интенсивным. Такие изменения силы внешнего поля и подвода энергии к плазме могут обеспечить наблюдаемое изменение скорости плазмы и ее увеличения температуры с высотой.

Если зависимость, представленную на рис. 1, продолжить, то скорость течения плазмы достигает звуковой скорости  $44$  км/с на высоте  $z = 4730$  км. При больших  $z$  течение плазмы при данных  $A(z)$  и  $f(z)$  становится сверхзвуковым.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ данных наблюдений поля скоростей по линиям разной интенсивности дал основание предположить, что в области температурного минимума происходит эффективная диффузия плазмы в магнитное поле тени пятна. Свыше 90 % потока этой плазмы идет на формирование наблюдаемого течения плазмы вниз: температурный минимум — фотосфера. Остальная часть приходится на формирование квазистационарного потока, направленного вверх. По крайней мере, над тенью некоторых пятен по линии C IV  $\lambda$  154.8 нм наблюдается движение плазмы вверх со скоростью до  $20$  км/с. Линия C IV  $\lambda$  154.8 нм образуется в области температур  $10^5$  К и регистрируется над пятнами во всех наблюдениях. Это означает, что:

1) над тенью пятна всегда имеет место увеличение температуры примерно от  $3500$  К в области температурного минимума до  $10^5$  К на высоте формирования линии C IV  $\lambda$  154.8 нм;

2) над тенью по крайней мере некоторых пятен наблюдается подъем плазмы с увеличивающейся средней по площади тени скоростью от  $0.1$  км/с непосредственно над областью температурного минимума до  $16$  км/с на высоте формирования линии C IV  $\lambda$  154.8 нм.

Решение уравнений (3)—(6) показывает, что стационарное дозвуковое течение в вертикальной изолированной трубке тока с увеличивающимся с высотой сечением возможно. Оно осуществляется при условии, что сила, ускоряющая плазму, и энергия, подводимая к плазме, распределены определенным образом вдоль трубки тока.

Ускорение и нагрев плазмы могут быть обусловлены как электромагнитным полем, так и полем акустических колебаний, распространяющихся вдоль магнитного поля, которое практически вертикально в тени пятна. Интенсивность акустических колебаний согласно [16] довольно высокая.

В электромагнитном поле составляющая силы  $F(z)$ , действующая на элемент объема  $V$  магнитной силовой трубки с расходящимися силовыми линиями и направленная вдоль ее оси, записывается в виде

$$F(z) = \int_V f(z) dV = -\frac{1}{c} \int_V j_\varphi H_r dV,$$

из которой следует [11]

$$F(z) = \frac{I_\varphi(z)}{c} S(z) \frac{dH_z}{dz}, \quad (12)$$

где  $I_\varphi(z)$  — сила азимутального электрического тока, циркулирующего



Наиболее характерные значения параметров электромагнитного поля

$z$ , км	$f(z)$ , $10^{-7}$ Н/м <sup>3</sup>	$I_{\varphi}(z)$ , $10^9$ А	$A(z)$ , мВт/м <sup>3</sup>
0	73.9	-1.55	11.5
120	1870	-41.7	13.1
1600	74.8	-2.88	11.7
2940	7.82	-0.416	51.7
3300	3.80	-0.217	52.0
4440	2.86	-0.199	43.9

вокруг магнитной силовой трубки,  $S(z)$  — площадь ее сечения,  $dH_z/dz$  — вертикальный градиент вертикальной составляющей магнитного поля. Согласно [2] средняя величина вертикального градиента поля в тени пятен составляет  $dH_z/dz = -0.03$  мТл/км.

Данные о распределении силы электрического тока, обеспечивающего ускорение плазмы в трубке диаметром сечения в основании 2000 км (область температурного минимума), приведены в таблице. Значения силы тока относятся к высотам, определяющим наиболее характерные величины  $A(z)$  и  $f(z)$ . Электрический ток является азимутальным и направлен так, что его магнитный момент антипараллелен расходящемуся с высотой внешнему полю — магнитному полю тени пятна. Чтобы течение плазмы было квазистационарным, создание электрического тока и подвод энергии к плазме должны быть непрерывными.

Ускорение плазмы начинается от области температурного минимума, где температура плазмы низка ( $\approx 3500$  К). По мере ускорения она нагревается до  $10^5$  К и выше. В процессе нагрева происходит ионизация водорода и гелия. Энергия ионизации, согласно исследованиям [20], сравнима с тепловой энергией плазмы; она при расчетах не учитывалась. Плотность тепловой энергии плазмы над тенью пятна сравнима с энергией, необходимой для нагрева невозмущенной хромосферы и переходной области хромосферы — корона [24]. Ее источником могут быть акустические волны или работа электрического поля над током. Как мы видим, проблема нагрева является общей для хромосферы как над пятном, так и над невозмущенными областями и требует отдельных исследований.

Отметим, что в случае, если магнитная трубка простирается вертикально вверх на достаточно большую величину, этот механизм может приводить к ускорению плазмы до скоростей и температур плазмы солнечного ветра. Многие большие солнечные пятна являются источником солнечного ветра. Об этом свидетельствуют исследования [7], в которых показано, что в среднем через 3—6 сут после прохождения большого пятна через центральный меридиан приходят к Земле потоки солнечной плазмы, вызывающие магнитные возмущения.

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 фотосфера — 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. О некоторых особенностях движений в одиночных солнечных пятнах. I // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—1966.—35.—С. 139—149.
5. 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.
6. Гусейнов М. Дж. О неоднородности магнитного поля в тени солнечных пятен // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—1974.—49.—С. 15—24.
  7. Койпер Дж. Солнце. — М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1957.—609 с.
  8. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. — М.: ГИТТЛ, 1954.—795 с.
  9. Лозицкий В. Г. Мелкомасштабная структура солнечных магнитных полей // Кинематика и физика небес. тел.—1986.—2, № 1.—С. 28—35.
  10. Северный А. Б. Некоторые проблемы физики Солнца. — М.: Наука, Главная ред. физ.-мат. лит-ры, 1988.—221 с.
  11. Тамм И. Е. Основы теории электричества. — М.: ГИТТЛ, 1956.—620 с.
  12. Abetti G. Solar Physics // Handbuch der Astrophysik.— 1929.—4.—P. 57—228.
  13. Alissandrakis C. E., Dialektis D., Mein P., et al. The Evershed flow in the solar photosphere, chromosphere and chromosphere—corona transition region // Proc. 10th European Regional Astronomy Meeting of the IAU, August 24—29, 1987. Vol. 1. The Sun / Eds L. Hejna, M. Sobotka. — P. 147—151.
  14. Athey R. G., Gurman J. B., Shine R. A., 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.
  15. Avrett E. H. Reference model atmosphere calculation. — The Sunspot model // The Physics of Sunspots / Eds L. E. Cram, J. H. Thomas. — Sacramento Peak Obs, 1981.—P. 235—257.
  16. Beckers J. M., Tallant P. E. Chromospheric inhomogeneities in sunspot umbrae // Solar Phys.—1969.—7, N 3.—P. 351—365.
  17. 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.
  18. Jordan C. The ionization equilibrium of elements between carbon and nickel // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.—1969.—142.—P. 501—521.
  19. Kingston A. E., Doyle J. G., Dufton P. L., and Gurman J. B. An emission measure analysis of two sunspots observed by the UVSP instrument on the SMM spacecraft // Solar Phys.—1982.—81, N 1.—P. 47—58.
  20. Lites B. W. Steady flows in the chromosphere and transition zone above active regions as observed by OSO—8 // Solar Phys.—1980.—68, N 2.—P. 327—337.
  21. Mattig W. Über die Chromosphäre der Sonnenflecken // Z. Astrophys.—1962.—56, N 3.—P. 161—180.
  22. Mattig W. Geometrical height-scale and the pressure equilibrium in the sunspot umbra // Solar Phys.—1969.—8, N 2.—P. 291—309.
  23. Mein P., Simon G., Vial J. C. and Shine R. A. Mass motions in the solar chromosphere and transition zone // Astron. and Astrophys.—1982.—111, N 1.—P. 136—139.
  24. 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.
  25. 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.
  26. Stenflo J. O. Magnetic-field structure of the photospheric network // Solar Phys.—1973.—32, N 1.—P. 41—63.

Поступила в редакцию 16.05.02