

УДК 523.98

О. С. Гопасюк, С. И. Гопасюк

Крымская астрофизическая обсерватория
98409 Крым, п. Научный

О движении плазмы в области температурный минимум — фотосфера над тенью пятен

Ранее нами было установлено, что в области температурного минимума над тенью пятен имеет место кажущееся нарушение уравнения непрерывности материи. Для объяснения этого явления нами предложена и разработана модель течения плазмы в магнитном поле над тенью пятен в области температурный минимум — фотосфера. В области температурного минимума происходит эффективная диффузия плазмы поперек силовых линий в область магнитного поля. Более горячая плазма, попадая в область магнитного поля тени пятна, адиабатически расширяется и становится более холодной и тяжелой. Под действием силы тяжести она опускается вниз. Создается движение плазмы наблюдаемое в области температурный минимум — фотосфера. Определены параметры плазмы, движущейся в магнитном поле тени пятна: давление, плотность, скорость и температура.

ПРО РУХИ ПЛАЗМИ В ОБЛАСТІ ТЕМПЕРАТУРНИЙ МІНІМУМ — ФОТОСФЕРА НАД ТІННЮ ПЛЯМ, Гопасюк О. С., Гопасюк С. І. — Раніше нами було встановлено, що в області температурного мінімуму над тінню плям має місце уявне позірне порушення рівняння неперервності матерії. Для пояснення цього явища нами запропоновано та розроблено модель струменя плазми в магнітному полі над тінню плям в області температурний мінімум — фотосфера. В області температурного мінімуму відбувається ефективна дифузія плазми поперек силових ліній в область магнітного поля. Гарячіша плазма, потрапляючи в область магнітного поля тіні плями, адиабатично розширюється і стає холоднішою і важчою. Під дією сили тяжіння вона опускається вниз. Утворюється рух плазми, видимий в області температурний мінімум — фотосфера. Визначено параметри плазми, що рухається в магнітному полі тіні плями: тиск, щільність, швидкість і температура.

ON PLASMA MOTIONS IN THE TEMPERATURE MINIMUM — PHOTOSPHERE REGION ABOVE SUNSPOT UMBRAE, by Gopasyuk O. S., Gopasyuk S. I. — We showed [3] that in the temperature minimum region above sunspot umbrae there seems to be a breach of the equation of continuity. To explain this phenomenon, we offer a model of plasma motion in the magnetic field above sunspot umbrae in the temperature minimum — photosphere region. An effective diffusion of plasma across force lines into the

region of magnetic field takes place in the temperature minimum region. The hot plasma which penetrated into the magnetic field region of sunspot umbrae expands adiabatically and becomes cooler and heavier. Under the action of gravitational force this plasma flows downwards, and this is observed as plasma motions in the temperature minimum — photosphere region. The pressure, density, velocity, and temperature of the plasma are determined.

Движения плазмы в пятнах были обнаружены Эвершедом [20] в 1909 г. и сразу привлекли большое внимание исследователей. В последующем были выявлены многие закономерности движений плазмы в пятнах на разных уровнях атмосферы Солнца [1, 12, 19, 28]. Однако основное внимание уделялось исследованию наиболее интенсивных движений, которые сконцентрированы в полутени. На уровне фотосферы направление скоростей указывает на то, что газ растекается от центра пятна по поверхности Солнца. Для больших одиночных пятен максимальные значения скорости чаще всего составляют 2—3 км/с [19], а иногда они достигают 5—8 км/с [5, 16, 23] в полутени [5, 12, 19, 28]. Скорость уменьшается с переходом в верхние слои атмосферы [19] и практически равна нулю на уровне образования линий с интенсивностью Роуланда порядка 10 по наблюдениям [3, 22] и 15—20 согласно [19].

Хромосферная плазма втекает в пятно и скорость втекания увеличивается с высотой [12, 19, 24]. По наблюдениям в H_{α} она равна в среднем 7 км/с.

В полутени магнитное поле и движение плазмы преимущественно горизонтальные. Движение плазмы в фотосфере и хромосфере происходит вдоль темных волокон полутени [18], ориентированных по магнитному полю [9, 10, 13, 14].

Характер движения вещества над тенью пятна, где магнитное поле преимущественно вертикальное, отличается от движений в полутени. Уже в первых исследованиях [15] замечены вертикальные движения в фотосфере над тенью пятна, направленные вниз. По данным наблюдений [6, 15, 27] величина вертикальной скорости вниз составляет 0.3—0.5 км/с, но согласно [4] она иногда превышает 1 км/с.

Ниже проведен анализ наблюдаемых движений плазмы в области температурный минимум — фотосфера над тенью пятен. Основой для анализа стали результаты исследований, выполненных в работах [2, 3, 6].

ПРОБЛЕМА СОХРАНЕНИЯ НЕПРЕРЫВНОСТИ ДВИЖЕНИЯ ПЛАЗМЫ В ТЕНИ ПЯТЕН

Детальные исследования движений плазмы над тенью пятен выполнены в работах [2, 3, 6] на большом наблюдательном материале. Согласно этим исследованиям в тени пятна на уровне фотосферы ($Fe\ I\ \lambda\ 525.3\ \text{нм}$) плазма движется преимущественно поперек магнитного поля: угол между векторами скорости и магнитного поля в среднем превышает 70° . Основной составляющей скорости является радиальная (горизонтальная); ее значение близко к 1.2 км/с, направление — от центра пятна вдоль его радиуса. Вертикальная составляющая в среднем равна 0.4 км/с и показывает на опускание газа. Обе эти составляющие уменьшаются с переходом в более высокие слои фотосферы. Измерения в $Fe\ I\ \lambda\ 512.4\ \text{нм}$, эквивалентная ширина которой на 35 % больше, чем у $Fe\ I\ \lambda\ 525.3\ \text{нм}$, дают скорость в 1.55 раза меньшую [6]. По наблюдениям в $Fe\ I\ \lambda\ 527.0\ \text{нм}$, центральная часть которой образуется вблизи области температурного минимума, поле скоростей принципиально отличается от поля скоростей на уровне фотосфе-

Таблица 1. Величина вертикальной скорости и высоты образования линий над тенью пятна

λ , нм	u , км/с	z , км
FeI 525.3	-0.40	160
FeI 512.4	-0.26	200
FeI 527.0	-0.10	600

ры. Оно мелкомасштабное, преимущественно изотропное и состоит из отдельных элементов с противоположным направлением скоростей. Средняя по площади тени вертикальная скорость равна примерно 100 м/с и не имеет преимущественного направления. Угол между векторами скорости и магнитного поля на этом уровне в среднем равен 57° .

На уровне хромосферы (по наблюдениям в H_β) плазма над тенью пятна движется вверх со средней по площади тени скоростью 0.7 км/с вдоль расходящихся с высотой силовых линий магнитного поля.

Величины вертикальных скоростей, измеренных по линиям Fe I $\lambda\lambda$ 512.4, 525.3, 527.0 нм и высоты образования этих линий приведены в табл. 1. Данные о значениях скоростей в Fe I $\lambda\lambda$ 512.4, 525.3 нм взяты из работы [6] и в Fe I λ 527.0 нм — из [3]. Высоты образования линий определены на основании результатов измерений в [25].

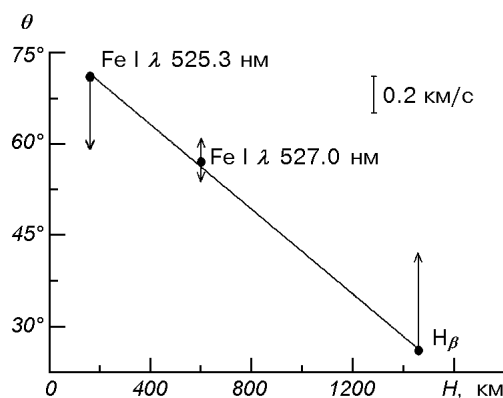
Средние значения и направления вертикальных движений плазмы над тенью пятна на разных уровнях атмосферы Солнца приведены на рисунке. Видно, что движения плазмы на уровнях фотосферы и хромосферы не являются прямым продолжением друг друга; в области температурного минимума происходит кажущееся нарушение непрерывности материи.

Мелкомасштабность поля скоростей на высоте формирования центральной части линии Fe I λ 527.0 нм позволяют предположить, что в области температурного минимума плазма из окружающего пространства втекает поперек силовых линий в область магнитного поля тени пятна. На этом уровне степень ионизации газа наименьшая ($\approx 10^{-5}$), наименьшая и электропроводность.

Втекание плазмы в магнитное поле поперек его силовых линий возможно только в том случае, если давление плазмы внутри магнитного жгута меньше давления окружающей плазмы.

Под действием градиента давления происходит эффективная, не соответствующая кулоновской электропроводности, диффузия плазмы в область

Модуль угла между векторами скорости и магнитного поля в зависимости от высоты образования линий (с переходом от хромосферы к фотосфере). Стрелками показана средняя по площади тени пятна величина и направление вертикальной составляющей вектора скорости



магнитного поля. Более горячая плазма, находящаяся вне магнитного поля тени пятна, попадая в область разрежения, адиабатически расширяется вдоль поля вверх и вниз. Вследствие этого образуются мелкомасштабные структуры со встречным направлением движения плазмы. Расширяющийся газ охлаждается и становится более тяжелым. Под действием силы тяжести он опускается вниз. Движению плазмы на уровне фотосферы, направленному вниз, в область сходящихся силовых линий магнитного поля, может способствовать и сила Ампера. В этом случае азимутальный ток должен течь в движущейся плазме. Направление азимутального тока, циркулирующего вокруг веера силовых линий магнитного поля тени пятна должно быть таким, чтобы дипольный момент тока совпадал с направлением магнитного поля.

ДВИЖЕНИЕ ПЛАЗМЫ В ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУРНОГО МИНИМУМА

Нами проведен количественный анализ движений газа в тени пятна с привлечением модели тени пятна [17] и модели невозмущенной атмосферы [21]. Нуль-пункты геометрических высот моделей были совмещены тремя способами.

1. Принято, что непрерывный спектр в модели тени пятна находится ниже непрерывного спектра в модели невозмущенной атмосферы на величину геометрической глубины эффекта Вилсона. В результате уровень температурного минимума по модели тени пятна оказался на 50 км ниже уровня непрерывного спектра в невозмущенной атмосфере.

2. Совмещение было проведено на основании условия равновесия магнитного поля тени пятна с окружающей плазмой атмосферы. Напряженность магнитного поля, измеренная по линии Fe I λ 525.3 нм в тени пятна, составляет в среднем 250 мТл, а магнитное давление $H^2/8\pi = 2.5 \cdot 10^4$ Н/м². Магнитное давление вместе с давлением плазмы в тени пятна уравнивается давлением окружающей плазмы. С учетом этого условия находим на основании модели невозмущенной атмосферы, что глубина, на которой измеряется магнитное поле в тени пятна, находится на 100 км ниже уровня непрерывного спектра невозмущенной атмосферы (мы не учитывали давление плазмы внутри магнитного поля тени пятна). Уровень температурного минимума в тени пятна в этом случае оказался на 200 км выше уровня непрерывного спектра в модели невозмущенной атмосферы. На основании наблюдений по многим линиям детальное исследование равновесия магнитного поля пятен с окружающей плазмой проведено в работе [8].

3. Линия λ Fe I 532.4 нм имеет эквивалентную ширину, близкую к эквивалентной ширине Fe I λ 527.0 нм [26]. Центральные части обеих линий образуются в области температурного минимума в тени пятна, и наблюдения в них показывают близкие скорости. Магнитное поле в тени пятна, измеренное по линии Fe I λ 532.4 нм, составляет примерно 200 мТл [7]. Магнитное давление этого поля соответствует газовому давлению в невозмущенной атмосфере на глубине примерно 30 км ниже уровня непрерывного спектра [21].

В каждом методе имеются свои недостатки, которые не удается исключить. В дальнейших вычислениях мы отдали предпочтение второму методу совмещения, хотя он дает большую, по сравнению с первым и третьим, величину скорости диффузии плазмы.

Совмещение геометрических нуль-пунктов обеих моделей позволило определить положение температурного минимума в тени пятна, а также положение границ разности высот $\Delta h = 200$ км в окрестности температурного минимума относительно невозмущенной атмосферы. В пределах высот

этого интервала Δh температура в невозмущенной фотосфере изменяется от 4630 до 5330 К [21] со средним значением 5000 К. На этой разности высот температура над тенью пятна согласно модели [17] изменяется в пределах 3750—3505 К со значением примерно 3500 К в области температурного минимума. Плазма с температурой 4630—5330 К, окружающая тень пятна, диффундирует в магнитное поле тени пятна. Чтобы диффузия плазмы была эффективной, давление ее в магнитном поле должно быть по крайней мере ниже давления окружающей плазмы. Плазма, попавшая в область пониженного давления, расширяется. Допускаем, что процесс ее расширения происходит адиабатически при постоянной энтропии. При расширении газ охлаждается. Примем, что вещество охлаждается до температуры, соответствующей среднему ее значению в интервале высот Δh в тени пятна, т.е. до температуры 3600 К. Понижение температуры приводит к понижению давления плазмы в магнитном поле тени пятна в соответствии с адиабатой Пуассона:

$$\frac{p_m}{p_a} = \left(\frac{T_m}{T_a} \right)^{\gamma/(\gamma-1)}, \quad (1)$$

где p и T — давление и температура плазмы; $\gamma = 5/3$ — показатель адиабаты. Индекс m относится к параметрам плазмы в магнитном поле тени пятна на уровне температурного минимума, индекс a — к параметрам плазмы вне магнитного поля тени пятна на том же уровне атмосферы. На основании (1) при $T_m = 3600$ К и $T_a = 5000$ К

$$\frac{p_m}{p_a} = 0.44. \quad (2)$$

Давление плазмы в магнитном поле тени пятна в области температурного минимума меньше давления плазмы вне магнитного поля на той же высоте в невозмущенной атмосфере.

Более тяжелый холодный газ опускается вниз под действием силы тяжести. При эффективной диффузии плазмы устанавливается непрерывное квазистационарное движение плазмы вниз. Принимаем, что движение плазмы происходит при постоянной энтропии.

Магнитное поле тени пятна состоит из отдельных магнитных силовых трубок с расходящимися вверх силовыми линиями. Допускаем, что они имеют круглую форму и одинаковые по площади сечения.

Полагаем также, что втекание плазмы в область магнитного поля тени пятна в области температурного минимума происходит в интервале высот Δh . Поток плазмы через боковую поверхность силовой трубки на интервале высот Δh

$$F = 2\pi r_d \Delta h \rho_a u_d, \quad (3)$$

где ρ_a — плотность плазмы вне магнитной силовой трубки, u_d — скорость диффузии плазмы в силовую трубку магнитного поля, r_d — радиус сечения магнитной трубки.

Основная часть этого потока трансформируется в вертикальный поток опускания газа в магнитном поле тени пятна:

$$F = \pi r_d^2 \rho_m u_m, \quad (4)$$

где ρ_m и u_m — плотность и скорость опускания газа в магнитной трубке в области температурного минимума.

Приравняв потоки (3) и (4), получаем выражение для скорости диффузии газа в магнитное поле силовой трубки:

$$u_d = \frac{1}{2} \frac{r_d}{\Delta h} \frac{\rho_m}{\rho_a} u_m. \quad (5)$$

Для определения отношения плотностей плазмы в силовой трубке магнитного поля тени пятна в области температурного минимума и вне ее воспользуемся уравнением состояния идеального газа:

$$\frac{p}{\rho} = RT, \quad (6)$$

где R — газовая постоянная.

На основании (6) с учетом (2) находим

$$\frac{\rho_m}{\rho_a} = 0.61. \quad (7)$$

Согласно наблюдениям (табл. 1) вертикальная скорость, направленная вниз, в области температурного минимума тени пятна $u_m = 100$ м/с; примем, что радиус сечения отдельной магнитной трубки $r_d = 1000$ км и $\Delta h = 200$ км. Подставляя (7) и все численные данные в выражение (5), находим, что скорость диффузии плазмы в магнитное поле силовой трубки $u_d = 150$ м/с. Она должна удовлетворять требованию условия стационарности течения плазмы вниз со скоростью $u_m = 100$ м/с.

Пока мы не знаем вида неустойчивости плазмы, который может приводить к столь эффективной диффузии плазмы в магнитное поле.

Расположение уровня температурного минимума в тени пятна ближе к уровню непрерывного спектра возмущенной атмосферы, равно как и увеличение протяженности области Δh , приводят к уменьшению необходимой величины скорости диффузии плазмы u_d в магнитное поле силовой трубки.

Совокупность магнитных силовых трубок и течение плазмы в них дает общую структуру наблюдаемого течения плазмы в области магнитного поля тени пятна на уровне температурного минимума.

ИЗМЕНЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ДВИЖУЩЕЙСЯ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Плазма от уровня температурного минимума в каждой силовой трубке движется вниз к фотосфере вдоль магнитного поля со сходящимися силовыми линиями. При стационарном течении количество газа, проходящего в единицу времени через поперечное сечение трубки, остается постоянной величиной вдоль всей трубки (в нашем случае от области температурного минимума до уровня фотосферы), т.е. сохраняется уравнение непрерывности материи. Запишем его в виде

$$S_m \rho_m u_m = S_p \rho_p u_p, \quad (8)$$

где $S = \pi r^2$ — сечение магнитной силовой трубки, индекс p — относится к параметрам на уровне фотосферы.

Сечение магнитной силовой трубки из-за расхождения силовых линий поля изменяется с высотой. В первом приближении можно принять, что угол раствора силовых линий в магнитной трубке в пределах не очень большой разности высот остается постоянным. Тогда на основании простых геометрических соображений находим, что

$$\frac{S_m}{S_p} = \left(1 + \frac{\Delta z}{r_m} \operatorname{tg} \alpha \right)^{-2}, \quad (9)$$

где $\Delta z = -(z_p - z_m)$ — разность высот, отсчитываемая от температурного

минимума до фотосферы, α — угол раствора силовых линий в магнитной трубке, $r_m = r_d$ — радиус сечения магнитной силовой трубки на уровне температурного минимума.

На основании (8) и (9) находим выражение для определения изменения плотности плазмы при ее стационарном течении вдоль силовой магнитной трубки:

$$\frac{\rho_p}{\rho_m} = \frac{u_m}{u_p} \left(1 + \frac{\Delta z}{r_m} \operatorname{tg} \alpha \right)^{-2}. \quad (10)$$

Здесь $\Delta z = -440$ км определяется разностью высот образования линий Fe I λ 525.3 нм (фотосфера) и Fe I λ 527.0 нм (область температурного минимума над тенью пятна) (табл. 1). Средний по тени пятна угол раствора силовых линий приблизительно равен 30° [3]. Принимаем, что угол раствора силовых линий в магнитной силовой трубке тоже составляет 30° . Подставляя эти значения и данные из табл. 1 в (10), находим, что $\rho_p/\rho_m \approx 0.45$.

Итак, при стационарном течении плазмы вдоль магнитной трубки ее плотность на уровне фотосферы по сравнению с плотностью на уровне температурного минимума уменьшается более чем в два раза. В то же время общая масса газа, втекающего в единицу времени в тень пятна на уровне фотосферы, такая же, как и на уровне температурного минимума.

ИЗМЕНЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ДВИЖУЩЕЙСЯ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Изменение температуры движущейся плазмы вдоль магнитной трубки определим на основании уравнения Бернулли. Запишем его в виде

$$\frac{u_m^2}{2} + w_m = \frac{u_p^2}{2} + w_p, \quad (11)$$

где w — тепловая функция единицы массы газа. В уравнении Бернулли не включена потенциальная энергия единицы массы плазмы. Это связано с тем, что нам известны скорости движения газа в обоих сечениях магнитной силовой трубки. С учетом (6) находим, что

$$T_m - T_p = \frac{\gamma - 1}{2\gamma R} (u_p^2 - u_m^2). \quad (12)$$

Воспользовавшись данными табл. 1, имеем $T_m - T_p \approx 3.6$ К.

Итак, при стационарном движении плазмы в магнитной силовой трубке от области температурного минимума до фотосферы температура плазмы уменьшается менее чем на 4 К. Это и понятно, ибо движение плазмы происходит с очень малой скоростью по сравнению со скоростью звука (кинетическая энергия движущейся плазмы значительно меньше тепловой функции плазмы, которая и определяет скорость звука).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В исследованиях [2, 3, 6] была установлена четкая картина движений над тенью пятен. Область температурного минимума (наблюдения в Fe I λ 527.0 нм) оказалась границей, выше которой (в хромосфере) вертикальная составляющая скорости над тенью пятна направлена вверх, а ниже ее (в фотосфере) эта составляющая направлена вниз. В результате в области температурного минимума над тенью пятна наблюдается кажущееся нарушение уравнения непрерывности материи.

Для разрешения этой проблемы нами выдвинуто предположение, что на уровне температурного минимума над тенью пятна происходит диффузия плазмы в магнитное поле тени пятна.

Втекание плазмы в магнитное поле поперек его силовых линий возможно только в том 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. В результате создаются мелкомасштабные структуры поля скоростей со встречным направлением движения по поверхности Солнца. Именно мелкомасштабные структуры поля скоростей и наблюдаются в линии Fe I λ 527.0 нм — в области температурного минимума над тенью пятна. Расширяющийся газ охлаждается и становится более тяжелым. Под действием силы тяжести он опускается вниз. Движению плазмы на уровне фотосферы, направленному вниз в область сходящихся силовых линий магнитного поля, может способствовать и сила Ампера. В этом случае азимутальный ток должен течь в движущейся плазме. Направление азимутального тока, циркулирующего вокруг веера силовых линий магнитного поля над тенью пятна, должно быть таким, чтобы дипольный момент тока совпадал с направлением магнитного поля.

Были определены параметры движущейся плазмы при адиабатически изоэнтропическом процессе. Для вычислений понадобилось знание только температуры плазмы над тенью пятна на уровне температурного минимума и температуры на том же уровне в невозмущенной атмосфере, а также вертикальной составляющей скорости в области температурного минимума и в фотосфере над тенью пятна. Определение температур было проведено в результате совмещения геометрических нуль-пунктов модели тени пятна [17] и модели невозмущенной атмосферы [21]. Величины вертикальных скоростей взяты из наблюдений (табл. 1). Значения вычисленных параметров плазмы представлены в табл. 2.

Таблица 2. Параметры плазмы над тенью пятна в области температурный минимум — фотосфера

T_m / T_a	p_m / p_a	ρ_m / ρ_a	u_m / u_d	u_m / u_p	ρ_m / ρ_p	$T_m - T_p, K$
0.72	0.44	0.61	0.67	0.25	2.22	3.6

Учет тонкой структуры движений плазмы в магнитном поле, тонкая структура которого вытекает из анализа поляризационных профилей линий [11], приведет к изменению параметров плазмы, особенно величины скорости диффузии плазмы. Из табл. 2 мы видим, что для того, чтобы проходил процесс диффузии плазмы в область магнитного поля поперек его силовых линий, давление плазмы в магнитном поле должно быть меньше давления окружающей плазмы. Оно составило, согласно табл. 2, немногим менее половины газового давления вне поля. Меньше и плотность плазмы в области магнитного поля. Скорость диффузии плазмы оказалась довольно большой. Сдвиг области диффузии плазмы в более глубокие слои атмосферы или расширение области диффузии приведет к уменьшению и необходимой величины скорости диффузии плазмы, и относительного давления плазмы внутри магнитного поля p_m / p_a . Это соответственно скажется и на величине относительной плотности ρ_m / ρ_a . Скорость диффузии оказалась больше

вертикальной скорости опускания газа в области температурного минимума над тенью пятна. Пока мы не знаем вида неустойчивости плазмы, который приводит к столь эффективной диффузии плазмы в магнитное поле поперек силовых линий. Однако несомненно, что тонкая структура магнитного поля должна способствовать повышению диффузии плазмы в магнитные структуры. Тонкая структура магнитного поля практически не должна сказываться на величине параметров плазмы, движущейся стационарно и изоэнтропически вниз вдоль силовых линий. При движении плазмы вниз от области температурного минимума до фотосферы из-за увеличения скорости с глубиной (табл. 1) плотность плазмы при стационарном адиабатически изэнтропическом течении уменьшается более чем в два раза. В то же время температура движущейся плазмы понижается всего лишь менее чем на 4 К. Это и понятно, ибо движение плазмы происходит со скоростью малой по сравнению с локальной скоростью звука в плазме.

В заключение можно сказать, что знание температуры в области температурного минимума над тенью пятна и вне ее на том же уровне, а также знание вертикальной скорости вдоль магнитного поля в сечениях силовых трубок магнитного поля на высоте температурного минимума и в фотосфере позволяют определить все параметры плазмы и их изменение в процессе стационарного адиабатически изэнтропического движения плазмы. Вычисленные значения параметров (табл. 2) подтверждают предложенную картину движения плазмы в магнитном поле над тенью пятна. При построении модели тени пятна несомненно следует принимать во внимание движение плазмы.

1. Бумба В. Результаты исследования эффекта Эвершеда в одиночных солнечных пятнах // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—1960.—23.—С. 253—276.
2. 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.
3. 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.
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. Фотосферные движения газа в одиночном пятне // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—1977.—57.—С. 107—121.
6. 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.
7. Гусейнов М. Дж. Определение напряженности магнитного поля по разным линиям поглощения // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—1969.—39.—С. 253—264.
8. Гусейнов М. Дж. Об условиях равновесия полного давления пятна с давлением окружающей его фотосферы // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—1983.—66.—С. 83—88.
9. Калман Б. Связь структуры полутени солнечных пятен с вектором магнитного поля // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—1979.—60.—С. 114—127.
10. Куклин Г. В., Степанов В. Е. Движение газа и магнитного поля в солнечном пятне. I // Солнеч. данные.—1963.—№ 1.—С. 55—67.
11. Лоцицкий В. Г. Мелкомасштабная структура солнечных магнитных полей // Кинематика и физика небес. тел.—1986.—2, № 1.—С. 28—35.
12. Обридко В. Н. Солнечные пятна и комплексы активности. — М.: Наука, 1985.—255 с.
13. Стещенко Н. В. Структура и развитие групп солнечных пятен 4—8 июля 1966 года // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—1969.—39.—С. 245—252.
14. Цан Т. Т. Магнитные поля и тонкая структура в активной области // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—1965.—33.—С. 92—99.
15. Abetti G. Solar Physics // Handbuch der Astrophysik.—1929.—4.—P. 57—228.
16. Abetti G. The Sun. — London: Faber and Faber, 1963.—358 p.
17. 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.
18. Beckers J. M., Schröter E. H. The intensity, velocity and magnetic structure of a sunspot region. IV: Properties of a unipolar sunspot // Solar Phys.—1964.—10, N 2.—P. 384—403.

19. *Bray R. J., Loughhead R. E.* Sunspots. — London, Chapman and Hall Ltd, 1964.—303 p.
20. *Evershed J.* Radial movement in sunspot // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1909.—**69**, N 5.—P. 454—457.
21. *Gingerich O., Noyes R. W., Kalkofen W., Cuny Y.* The Harvard-Smithsonian reference atmosphere // *Solar Phys.*—1971.—**18**, N 3.—P. 347—365.
22. *Gopasyuk S. I.* Velocity field and some aspects of solar activity // *Proc. 10th European Regional Astronomy Meeting of the IAU, August 24—29, 1987. 1. The Sun / Eds. L. Heina, M. Sobotka.* — Praha, 1987.—P. 137—145.—(Publ. Astron. Inst. Czec., N 66).
23. *Maltby P.* Note on the Evershed effect in sunspots // *Ann. d'Astrophys.*—1960.—**23**, N 6.—P. 983—985.
24. *Maltby P.* The chromospheric Evershed flow // *Solar Phys.*—1975.—**43**, N 1.—P. 91—105.
25. *Mattig W.* Geometrical height — scale and the pressure equilibrium in the sunspot umbra // *Solar Phys.*—1969.—**8**, N 2.—P. 291—309.
26. *Moore Ch. E.* Atomic lines in the sun-spot spectrum. — The Princeton University Observatory and the Mount Wilson Observatory of the Carnegie Institution of Washington, 1933.—47 p.
27. *Servajean R.* Contribution a l'etude de la cinématique de la matière dans les taches et la granulation solaires // *Ann. d'Astrophys.*—1961.—**24**, N 1.—P. 1—39.
28. *Thomas J. H., Weiss N. O.* The theory of sunspots // *Sunspots: Theory and Observations / Eds J. H. Thomas, N. O. Weiss.* — Dordrecht: Kluwer, 1992.—P. 3—59.

Поступила в редакцию 11.12.01