КОСМИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

КИНЕМАТИКА
И ФИЗИКА
НЕБЕСНЫХ
ТЕЛ том 19 № 6 2003

УДК 523.94+533.9(201)

Ю. В. Кызьюров

Главная астрономическая обсерватория НАН Украины
03680, ГСП, Киев, ул. Академика Заболотного, 27

Возможный механизм генерации мелкомасштабных неоднородностей электронной концентрации в слабоионизованной плазме атмосферы Солнца

На основе макроскопического описания слабоионизованной плазмы спокойной области нижней атмосферы Солнца рассматривается возможность формирования в ней неоднородностей концентрации электронов турбулентными движениями атмосферного газа. Предполагается, что квазинейтральная электронно-ионная плазма погружена в турбулентный поток нейтрального газа и не оказывает влияния на движение нейтралов. Получено уравнение, связывающее возмущения плотности электронов со случайным полем скоростей несжимаемого газа при наличии однородного магнитного поля и градиента фоновой концентрации плазмы. Масштабы плазменных неоднородностей и турбулентных пульсаций скорости газа ограничены инерционным интервалом турбулентности, внешний масштаб которой порядка среднего размера гранул 1000 км.

МОЖЛИВИЙ МЕХАНІЗМ ГЕНЕРАЦІЇ ДРІБНОМАСШТАБНИХ НЕОДНОРІДНОСТЕЙ ЕЛЕКТРОННОЇ КОНЦЕНТРАЦІЇ В СЛАБКОІОНІЗОВАНІЙ ПЛАЗМІ АТМОСФЕРИ СОНЦЯ, Кизьюров Ю. В. — На основі макроскопічного опису слабкоіонізованої плазми спокійної ділянки нижньої атмосфери Сонця розглядається можливість формування в ній неоднорідностей концентрації електронів турбулентними рухами атмосферного газу. Вважається, що квазінейтральна електронно-іонна плазма занурена в турбулентний потік нейтрального газу і не впливає на рух нейтралів. Одержано рівняння, яке зв'язує збурення густини електронів із випадковим полем швидкості нестисливого газу при наявності однорідного магнітного поля та градієнта фонової концентрації плазми, Масштаби плазмових неоднорідностей і турбулентних пульсацій швидкості газу обмежені інерційним інтервалом турбулентності, зовнішній масштаб якої порядку середнього розміру гранули 1000 км.

A POSSIBLE MECHANISM FOR GENERATION OF SMALL-SCALE ELECTRON-DENSITY INHOMOGENEITIES IN WEAKLY IONIZED PLASMA OF THE SOLAR ATMOSPHERE, by Kyzyurov Yu. V. — On the basis of macroscopic description of weakly-ionized plasma in a quiet region of *the lower atmosphere of the Sun, the possibility of electron-density inhomogeneity formation by turbulent motions of the atmospheric gas is considered. It is assumed that the quasineutral electron-ion plasma is submerged in turbulent flow of neutral gas and has no influence on motion of neutrals. Taking into account the presence of a uniform magnetic field and a background plasma-density gradient, we derived an equation that relates disturbances in electron density to the random velocity field of the gas. Scales of the plasma irregularities and the turbulent pulsations of gas velocity are restricted to an inertial range of the turbulence, an outer scale of which is about a mean granular size of 1000 km.*

ВВЕДЕНИЕ

Изучение магнитных полей и движений газа в нижней атмосфере Солнца — одно из актуальных направлений современной астрофизики. Результаты таких исследований важны для понимания природы целого ряда интересных явлений на Солнце, например перенос энергии в солнечной атмосфере в целом, диффузия магнитных полей, солнечные колебания [22]. Кроме того, есть основания считать, что состояние нижней атмосферы Солнца в существенной части определяет структуру межпланетного магнитного поля и динамические явления в солнечном ветре [10]. Как известно [14, 18, 20], неоднородности межпланетного магнитного поля являются исключительно важным фактором, определяющим распространение космических лучей в гелиосфере.

К настоящему времени уже получены важные результаты об особенностях движений атмосферного газа и о характере изменений напряженности магнитного поля в солнечной фотосфере. Исследовались как активные, так и спокойные области на Солнце [4, 15—17, 21, 22]. Данные наблюдений указывают на то, что в газовых потоках нижней атмосферы Солнца можно выделить и упорядоченные, и случайные движения [16, 17, 22]. Спектр поля скоростей случайных движений является степенным и соответствует спектру гидродинамической турбулентности Колмогорова. Известно также, что на высотах фотосферы и нижней хромосферы атмосферный газ — это слабоионизованная плазма, смесь нейтрального газа и электронно-ионной плазмы. Концентрация нейтральных атомов составляет 10^{15}—10^{17} см$^{-3}$, а заряженных частиц — 10^{11}—10^{12} см$^{-3}$ [7]. В слабоионизованной части солнечной атмосферы плазменный компонент можно считать пассивной примесью, которая не оказывает заметного влияния на движение нейтрального газа (по крайней мере, в областях атмосферы, где напряженность магнитного поля не слишком велика). Таким образом, в нижней атмосфере Солнца имеет место процесс турбулентного перемешивания пассивной примеси. Результатом этого процесса может стать возникновение случайных неоднородностей концентрации примеси (электронно-ионной плазмы), даже если турбулентные скорости являются дозвуковыми, а значит, среду можно считать несжимаемой. При изучении вклада фотосферных движений в случайную составляющую магнитного поля Солнца важна информация не только о поле скоростей атмосферного газа, но и о неоднородностях в распределении концентрации заряженных частиц. Образование в нижней атмосфере Солнца случайных неоднородностей плотности электронов означает, что электропроводность среды становится неоднородной. Этого, как известно [13], достаточно, чтобы вызвать появление случайной составляющей магнитного поля.

Цель данной работы — рассмотреть возможность возникновения мелкомасштабных неоднородностей электронной концентрации в результате турбулентного перемешивания слабоионизованной плазмы в атмосфере Солнца и получить уравнение, описывающее формирование таких неоднородностей.

Процесс турбулентного перемешивания будет рассмотрен в солнечной атмосфере ниже уровня 1000 км, в областях, где магнитное поле не слишком велико и не оказывает заметного влияния на турбулентные движения атмосферного газа. Средний размер гранул $L_g \approx 1000$ км выбран в качестве внешнего масштаба турбулентности.

СЛАБОИОНИЗОВАННАЯ ПЛАЗМА И ТУРБУЛЕНТНОЕ ПЕРЕМЕШИВАНИЕ В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА

Плазма фотосферы и нижней хромосферы представляет собой многокомпонентную смесь, состоящую из нейтральных атомов водорода и гелия, различных сортов ионов (H^+, He^+, ионы углерода и металлов) и электронов. Для описания процессов, происходящих в такой плазме, в общем случае необходима совокупность уравнений для всех компонентов плазмы. Однако использование при описании плазмы в нижней атмосфере Солнца трехкомпонентной модели оказывается хорошим приближением, которое существенно упрощает вычисления. Такая возможность обусловлена следующими обстоятельствами [6]. Во-первых, среди нейтральных частиц явно преобладают атомы водорода, что позволяет рассматривать все нейтралы как один компонент, учитывая наличие гелия введением среднего молекулярного веса нейтральных частиц $M_n = 1.3$. В рассматриваемом интервале высот средний вес M_n практически постоянен. Во-вторых, в нижней части атмосферы существенными для динамики ионизованной составляющей являются столкновения ионов с нейтральными атомами. Сечения столкновения ионов металлов и углерода с атомарным водородом можно считать одинаковыми, так как при столкновении ионов с чужеродными атомами имеет место поляризационное взаимодействие, величина которого не зависит от сорта ионов. Таким образом, можно говорить об одном ионном компоненте, характеризуя его в различных слоях атмосферы Солнца разным средним молекулярным весом M_i. В качестве исходных данных о составе и температуре плазмы воспользуемся усредненной согласованной моделью атмосферы Солнца [7]. Эта модель в выбранном интервале высот не противоречит более поздним моделям (например [19]). Плазма солнечной атмосферы согласно данной модели является изотермической, т. е. температуры электронов, ионов и нейтральных частиц одинаковы: $T_e = T_i = T_n = T$. В табл. 1. приведены данные для трех уровней в нижней атмосфере: температура T, концентрации нейтральных N_n и заряженных частиц N_e, а также средний молекулярный вес ионов M_i.

Согласно модельным данным табл. 1 газ в нижней атмосфере Солнца может считаться идеальным, т. е. настолько разреженным, что каждый атом в нем почти все время движется как свободный, взаимодействуя с другими

Таблица 1. Модельные значения [7] температуры T, концентрации нейтральных частиц N_n, электронов N_e и среднего молекулярного веса ионов M_i для нижней атмосферы Солнца

z, км	T, K	N_n, 10^{14} см$^{-3}$	N_e, 10^{10} см$^{-3}$	M_i, а. е. м.
280	4570	230	100	26.8
500	4170	43	25	25.3
630	4470	7.4	7.9	16

лишь при непосредственных столкновениях. Это следует из малости «параметра газовости» $N_n d^3 \ll 1$ (средний размер атома, или радиус действия межатомных сил $d \approx 10^{-8}$ см) [9]. Важными величинами при рассмотрении различных явлений в газе являются длина свободного пробега Λ_n — некоторое среднее расстояние, проходимое частицей между двумя последовательными столкновениями, и время свободного пробега τ_n — среднее время, необходимое на преодоление расстояния Λ_n. В случае слабоионизованной плазмы в дополнение к Λ_n и τ_n вводят длину и время свободного пробега для ионов (Λ_i, τ_i) и электронов (Λ_e, τ_e). Так как преобладающими в слабоионизованной плазме являются столкновения заряженных частиц с нейтральными, то τ_i и τ_e характеризуют среднее время между столкновениями иона и электрона с нейтральными атомами. Величины, обратные временам свободного пробега τ_n, τ_i, τ_e, — это частоты столкновений ν_{nn}, ν_{in}, ν_{en}, которые задаются формулами [5]

$$\nu_{nn} = \tau_n^{-1} = (16/3)(2\pi)^{-1/2} v_{Tn} N_n q_{nn}, \tag{1}$$

$$\nu_{in} = \tau_i^{-1} = (16/3)(2\pi)^{-1/2} v_{Tn} N_n q_{in} (1 + m_n/m_i)^{1/2}, \tag{2}$$

$$\nu_{en} = \tau_e^{-1} = (16/3)(2\pi)^{-1/2} v_{Te} N_n q_{en}. \tag{3}$$

Здесь $v_{Tn} = (\kappa_B T/m_n)^{1/2}$ — средняя тепловая скорость нейтральных атомов, $v_{Te} = (\kappa_B T/m_e)^{1/2}$ — тепловая скорость электронов, κ_B — постоянная Больцмана, m_n, m_i, m_e — средняя масса нейтральной частицы, иона и электрона соответственно; q_{nn} — усредненное сечение столкновений между нейтральными атомами, q_{in} — сечение столкновения иона, а q_{en} — электрона с нейтральными частицами. Усредненные сечения столкновений можно представить в следующем виде [6]:

$$q_{nn} = 700 T^{-1/2} \cdot 10^{-16}\ \text{см}^2,$$

$$q_{in} = 1100 T^{-1/2} \cdot 10^{-16}\ \text{см}^2,$$

$$q_{en} = (36 - 2 \cdot 10^{-3} T) \cdot 10^{-16}\ \text{см}^2.$$

В нижней части солнечной атмосферы средняя масса нейтральных частиц меньше средней массы ионов $m_n < m_i$, так что тепловая скорость ионов v_{Ti} меньше v_{Tn}, и при столкновениях с нейтральными атомами ионы можно считать неподвижными. Поэтому в формулу (2) для ν_{in} входит в качестве относительной скорости сталкивающихся частиц v_{Tn}, а не v_{Ti}.

С помощью формул (1)—(3) и данных табл. 1 определим величину частот столкновений ν_{nn}, ν_{in}, ν_{en} в нижней атмосфере Солнца. Результаты приведены в табл. 2.

Длины свободного пробега частиц в слабоионизованной плазме можно оценить как

Таблица 2. **Оценочные значения частот столкновений ν_{nn}, ν_{in}, ν_{en}, максимальной частоты турбулентных пульсаций ω_d и гирочастоты ионов ω_{Bi} для нижней атмосферы Солнца**

z, км	ν_{nn}, 10^6 $с^{-1}$	ν_{in}, 10^6 $с^{-1}$	ν_{en}, 10^8 $с^{-1}$	ω_d, $с^{-1}$	ω_{Bi}, $с^{-1}$
280	27	38	35	5400	1800
500	5.1	7.1	6.4	1600	1900
630	0.88	1.2	1.1	410	3000

$$\Lambda_{\rm n} \sim \tau_{\rm n} v_{\rm Tn}, \qquad \Lambda_{\rm i} \sim \tau_{\rm i} v_{\rm Tn}, \qquad \Lambda_{\rm e} \sim \tau_{\rm e} v_{\rm Te}. \tag{4}$$

Оценку кинематического коэффициента вязкости газа дает известная элементарная газокинетическая формула [9]:

$$\nu \sim v_{\rm Tn} \Lambda_{\rm n}. \tag{5}$$

Очень важной характеристикой течений вязких жидкостей и газов является число Рейнольдса Re, определяющее относительную роль сил инерции и сил трения в динамике потока:

$$\mathrm{Re} = u_0 L_0 / \nu. \tag{6}$$

Здесь через u_0 обозначен характерный масштаб скоростей течения (например, средняя скорость потока), а L_0 — характерный масштаб длин (расстояние, на котором скорость потока претерпевает заметное изменение Δu_0, имеющее порядок u_0). Число Рейнольдса является критерием перехода от ламинарного течения к турбулентному. При малых значениях Re вязкость оказывает существенное влияние на весь поток в целом, сглаживая возникающие в потоке мелкие неоднородности, поэтому возможно только ламинарное течение. При больших числах Рейнольдса доминирующую роль в потоке играют силы инерции, действие которых приводит к передаче энергии от крупномасштабных компонентов движения к мелкомасштабным и к образованию резких локальных неоднородностей течения, т. е. поток становится турбулентным.

Оценки для нижней атмосферы Солнца величины длин свободного пробега $\Lambda_{\rm n}$, $\Lambda_{\rm i}$, $\Lambda_{\rm e}$, значений коэффициента вязкости ν и числа Рейнольдса Re (когда в качестве L_0 выбран средний размер гранул $L_{\rm g} \approx 1000$ км, а u_0 считается порядка 1 км/с) представлены в табл. 3. Значения числа Рейнольдса оказываются довольно большими $\mathrm{Re} > 10^7$. Таким образом, в рассматриваемом интервале высот движения атмосферного газа должны иметь турбулентный характер, что подтверждается данными наблюдений [16, 17].

Наличие в нижней атмосфере Солнца турбулентности гидродинамического типа предполагает, что движения атмосферного газа обладают некоторыми общими для такой турбулентности особенностями [8]. При достаточно больших значениях числа Рейнольдса турбулентное движение характерно чрезвычайно нерегулярным, беспорядочным изменением скорости со временем в каждой точке потока. Скорость все время пульсирует около некоторого своего среднего значения. Разность $\mathbf{u}_{\rm t} = \mathbf{u} - \mathbf{u}_0$ между истинной $\mathbf{u}$ и средней $\mathbf{u}_0$ скоростями, обнаруживающую характерное для турбулентности нерегулярное изменение, будем называть пульсационной частью скорости. В целом турбулентное движение можно качественно рассматривать как результат наложения движений (турбулентных пульсаций) различных масштабов. Под масштабом движения подразумевается порядок величины тех расстояний, на которых существенно изменяется скорость

Таблица 3. **Оценочные значения для нижней атмосферы Солнца длин свободного пробега $\Lambda_{\rm n}$, $\Lambda_{\rm i}$, $\Lambda_{\rm e}$, коэффициента кинематической вязкости ν, числа Рейнольдса Re, внутреннего масштаба турбулентности $l_{\rm d}$ и дебаевского радиуса $\lambda_{\rm D}$**

z, км	$\Lambda_{\rm e}$, см	$\Lambda_{\rm i}$, см	$\Lambda_{\rm n}$, см	ν, 10^3 см^2/с	Re, $\cdot 10^8$	$l_{\rm d}$, см	$\lambda_{\rm D}$, 10^{-4} см
280	0.0076	0.014	0.02	10	9.4	20	4.7
500	0.04	0.072	0.1	52	1.9	61.1	8.9
630	0.23	0.44	0.6	320	0.31	240	16

движения. В турбулентном потоке есть пульсации от самых больших до очень малых. Основную роль в турбулентном потоке играют крупномасштабные пульсации, масштаб которых — порядка величины характерных длин, определяющих размеры области, в которой происходит турбулентное движение (в рассматриваемом случае $L_0 \sim L_g$). Крупномасштабные движения обладают наибольшими амплитудами, и их скорость по порядку величины сравнима с изменениями Δu_0 средней скорости на протяжении расстояний L_0. Частота крупномасштабных пульсаций — порядка отношения u_0/L_0 средней скорости $u_0 = |\mathbf{u}_0|$ к размерам L_0. Частота определяет период повторяемости картины движения, наблюдаемой из некоторой неподвижной системы отсчета. Относительно такой системы вся эта картина движется вместе со всем газом со скоростью порядка u_0. Мелкомасштабные пульсации, соответствующие большим частотам, участвуют в турбулентном потоке со значительно меньшими амплитудами. Их можно рассматривать как мелкую детальную структуру, накладывающуюся на основные крупномасштабные движения. В мелкомасштабных пульсациях заключена лишь сравнительно малая часть всей кинетической энергии движения атмосферного газа. Для крупномасштабного движения вязкость среды не играет существенной роли, поэтому в крупномасштабных пульсациях не происходит и заметной диссипации энергии. Вязкость становится существенной только для самых мелкомасштабных пульсаций. В этих пульсациях, не существенных с точки зрения общей картины движения газа в турбулентном потоке, и происходит диссипация энергии. Таким образом, при турбулентном движении энергия переходит от пульсаций с большими масштабами в пульсации с меньшими масштабами, практически не диссипируясь. Имеется как бы непрерывный поток («каскад») энергии от крупно- к мелкомасштабным пульсациям, от малых частот к большим. Этот поток диссипируется, т. е. переходит в тепло, в пульсациях наименьших масштабов. Фундаментальной характеристикой турбулентности является величина ε — среднее количество энергии, диссипируемое в единицу времени в единице массы газа (или жидкости). Несмотря на то, что диссипация обязана в конце концов вязкости газа, порядок величины ε можно определить с помощью одних только величин, характерных для крупномасштабных движений [8]:

$$\varepsilon \sim (\Delta u_0)^3/L_0 \approx u_0^3/L_0. \tag{7}$$

В данном случае, когда $u_0 \sim 10^5$ см/с, а $L_0 \sim L_g \approx 10^8$ см, $\varepsilon \sim 10^7$ см^{2}с$^{-3}$.

Расстояния l_d, на которых оказывается существенной роль вязкой диссипации, определяют собой по порядку величины размер самых мелкомасштабных пульсаций в турбулентном потоке. Величину l_d называют внутренним масштабом турбулентности. Выражение для масштаба l_d получил, используя теорию подобия, А. Н. Колмогоров [3]:

$$l_d \sim (\nu^3/\varepsilon)^{1/4} \tag{8}$$

(l_d называют еще колмогоровским масштабом). В нижней атмосфере Солнца вязкость ν увеличивается с высотой, что, при постоянной скорости диссипации ε, ведет к увеличению внутреннего масштаба турбулентности l_d (см. табл. 3).

Область масштабов $l \sim L_0$ называют областью энергии; в ней сосредоточена основная часть кинетической энергии движения газа. Область $l \leq l_d$ является областью диссипации, где происходит диссипация кинетической энергии. Между ними расположен инерционный интервал, в котором

$l_d \ll l \ll L_0$. В этом интервале осуществляется перенос кинетической энергии за счет сил инерции. Турбулентные пульсации обладают здесь свойствами однородности и изотропии. Они не зависят от размеров L_0 и скорости u_0 движения в целом. Не зависят турбулентные движения с масштабами $l \gg l_d$ и от вязкости.

Наряду с пространственными масштабами турбулентных пульсаций, можно рассматривать также их временные характеристики — частоты. Низкочастотная область спектра турбулентного движения, при частотах $\omega_0 \sim u_0/L_0 = 10^{-3}$ с$^{-1}$, соответствует внешнему масштабу турбулентности, а область высоких частот $\omega_d \sim u_0/l_d$ — внутреннему масштабу. Значения ω_d представлены в табл. 3. Инерционному интервалу отвечают частоты $u_0/L_0 \ll \omega \ll u_0/l_d$. Неравенство $\omega \gg u_0/L_0$ означает, что по отношению к локальным свойствам турбулентности основное движение можно считать стационарным.

УРАВНЕНИЕ СВЯЗИ КОНЦЕНТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ И СКОРОСТИ ДВИЖЕНИЙ НЕЙТРАЛЬНОГО ГАЗА

На движения газа в нижней атмосфере Солнца, рассматриваемые в качестве возможной причины появления неоднородностей электронной концентрации, наложим некоторые ограничения. Прежде всего ограничимся дозвуковыми скоростями движений $u = |\mathbf{u}| \ll c_s$ (скорость звука в рассматриваемом диапазоне высот порядка 10 км/с). Фактически это уже было сделано, когда оценивались значения чисел Рейнольдса Re для газовых потоков и величина удельной скорости диссипации ε. При дозвуковых скоростях газ можно считать несжимаемым, т. е.

$$\mathrm{div}\mathbf{u} = 0. \tag{9}$$

Кроме того, масштабы пульсационных движений ограничим инерционным интервалом турбулентности. Тогда минимальный пространственный масштаб генерируемых неоднородностей должен быть порядка внутреннего масштаба турбулентности l_d. Этот масштаб (см. табл. 3) существенно превышает длину свободного пробега частиц в нижней атмосфере Солнца. Представляющие интерес наименьшие временные масштабы порядка ω_d^{-1} заметно больше среднего времени между столкновениями частиц (см. табл. 2). При таких условиях процесс генерации неоднородностей можно описать совокупностью макроскопических уравнений для всех компонентов плазмы [1]. Однако, предполагая движение нейтрального газа заданным и пренебрегая влиянием на это движение заряженных частиц, ограничимся уравнениями для электронов и ионов:

$$\partial N_e/\partial t + \mathrm{div}\mathbf{j}_e = 0, \tag{10}$$

$$\partial N_i/\partial t + \mathrm{div}\mathbf{j}_i = 0, \tag{11}$$

$$\mathbf{j}_e = -e^{-1}\hat{\sigma}_e(\mathbf{E} + c^{-1}[\mathbf{u}\cdot\mathbf{B}]) - \hat{\mathbf{D}}_e\nabla N_e + N_e\mathbf{u}, \tag{12}$$

$$\mathbf{j}_i = e^{-1}\hat{\sigma}_i(\mathbf{E} + c^{-1}[\mathbf{u}\cdot\mathbf{B}]) - \hat{\mathbf{D}}_i\nabla N_i + N_i\mathbf{u}. \tag{13}$$

Здесь N_e, N_i — концентрации электронов и ионов, $\mathbf{E}$, $\mathbf{B}$ — напряженности электрического и магнитного поля, $\mathbf{j}_e$, $\mathbf{j}_i$ — плотности потоков электронов и ионов, $\mathbf{u}$ — скорость нейтральных частиц, e — заряд электрона, c — скорость света, $\hat{\sigma}_e$, $\hat{\sigma}_i$, $\hat{\mathbf{D}}_e$, $\hat{\mathbf{D}}_i$ — тензоры проводимости и диффузии для электронов и ионов (определяются с помощью кинетической теории и приведены в [1]).

Уравнения (10)—(13) записаны в предположении, что рассматриваемые процессы изотермичны. В противном случае их следовало бы дополнить также уравнениями для температур всех компонентов плазмы.

К системе уравнений (10)—(13) следует добавить уравнения Максвелла, в которых пренебрегаем током смещения $(4\pi e)^{-1}\partial \mathbf{E}/\partial t$, считая, что все происходящие в плазме движения медленные, т. е. протекают со скоростями, значительно меньшими скорости света:

$$\mathrm{div}\mathbf{E} = 4\pi e(N_{\mathrm{i}} - N_{\mathrm{e}}), \tag{14}$$

$$\mathrm{rot}\mathbf{E} = c^{-1}\partial \mathbf{B}/\partial t, \tag{15}$$

$$\mathrm{div}\mathbf{B} = 0, \tag{16}$$

$$\mathrm{rot}\mathbf{B} = 4\pi e c^{-1}(\mathbf{j}_{\mathrm{i}} - \mathbf{j}_{\mathrm{e}}). \tag{17}$$

Укажем на возможность еще одного важного упрощения исходных уравнений. Так как минимальный характерный масштаб рассматриваемых неоднородностей $(\sim l_{\mathrm{d}})$ много больше дебаевского радиуса $\lambda_{\mathrm{D}} = (\kappa_{\mathrm{B}}T/4\pi e^2 N_{\mathrm{e}})^{1/2}$ (см. табл. 3), то плазму можно считать квазинейтральной:

$$N_{\mathrm{i}} \approx N_{\mathrm{e}} = N. \tag{18}$$

Тогда уравнения непрерывности для электронов и ионов (10) и (11) можно заменить одним уравнением:

$$\partial N/\partial t + \mathrm{div}\mathbf{j} = 0. \tag{19}$$

Очевидно, что это возможно лишь при выполнении дополнительного условия

$$\mathrm{div}\mathbf{j}_{\mathrm{e}} = \mathrm{div}\mathbf{j}_{\mathrm{i}} = \mathrm{div}\mathbf{j}. \tag{20}$$

Таким образом, при выполнении условия $l_{\mathrm{d}} \gg \lambda_{\mathrm{D}}$ можно рассматривать квазинейтральные движения неоднородной плазмы. Исходные уравнения (10), (11) и (14) заменяются при этом уравнениями (18)—(20).

В табл. 2 наряду с частотами столкновений представлены также значения ионной циклотронной частоты $\omega_{\mathrm{Bi}} = eB/m_{\mathrm{i}}c$, когда напряженность магнитного поля B = 0.5 мТл, что характерно для спокойных областей на Солнце [7]. Магнитное поле в выбранном интервале высот солнечной атмосферы будем считать постоянным. Так как средний молекулярный вес ионов M_{i} (или m_{i}) зависит от высоты, то с высотой будет меняться и величина ω_{Bi}. Значение циклотронной частоты электронов $\omega_{\mathrm{Be}} = eB/m_{\mathrm{e}}c \approx 8.8\cdot 10^7$ с$^{-1}$ при этом не изменяется. Из таблицы видно, что $\nu_{\mathrm{in}} \gg \omega_{\mathrm{Bi}}$ и даже $\nu_{\mathrm{en}} > \omega_{\mathrm{Be}}$. Очевидно [1], что в пределе большой частоты столкновений тензоры проводимости и диффузии сводятся к скалярам:

$$\hat{\sigma}_{\mathrm{e,i}} \to \sigma_{\mathrm{e,i}} \approx e^2 N \tau_{\mathrm{e,i}}/m_{\mathrm{e,i}}, \tag{21}$$

$$\hat{\mathbf{D}}_{\mathrm{e,i}} \to D_{\mathrm{e,i}} \approx v_{\mathrm{Te,n}}\Lambda_{\mathrm{e,i}}. \tag{22}$$

Здесь при записи коэффициентов D_{i} и D_{e} учтено, что $m_{\mathrm{i}} > m_{\mathrm{n}}$, а $m_{\mathrm{e}} \ll m_{\mathrm{n}}$, и следовательно, диффузию ионов можно рассматривать как диффузию тяжелого газа малой концентрации в легком газе, а диффузию электронов — как диффузию легкого газа в тяжелом [9].

Предположим, что в плазме нет другого электрического поля кроме поля поляризации $\mathbf{E}$, которое обеспечивает квазинейтральность и совместное движение ионов и электронов. Затем, учитывая в уравнениях (12) и (13) соотношения (18), (21), (22), и исключая поле **E** из (13) (приняв во внимние, что $m_e/m_i \ll 1$), приходим к выражению для потока заряженных частиц:

$$\mathbf{j} \approx N\mathbf{u} + \tau_i\omega_{Bi}N[\mathbf{u}\cdot\mathbf{b}] - D_A\nabla N, \tag{23}$$

где $\mathbf{b} = \mathbf{B}/B$ — единичный вектор вдоль направления магнитного поля, $D_A \approx \approx D_i + \mu_i D_e/\mu_e$ — коэффициент амбиполярной диффузии (μ_i, μ_e — подвижности ионов и электронов, обычно $\mu_e \gg \mu_i$) [2].

Подставив выражение (23) в уравнение непрерывности (19), получаем

$$\partial N/\partial t + \mathrm{div}(N\mathbf{u}) + \tau_i\omega_{Bi}\mathrm{div}(N[\mathbf{u}\cdot\mathbf{b}]) - D_A\nabla^2 N = 0. \tag{24}$$

Уравнение (24) описывает динамику плотности заряженных частиц, переносимых потоком нейтрального газа, устанавливая связь между электронной концентрацией N и скоростью нейтрального газа **u**. При его записи предполагалось, что зависимостью от координат величин $\tau_i\omega_{Bi}$ и D_A в окрестности каждого из рассматриваемых уровней солнечной атмосферы можно пренебречь.

УРАВНЕНИЕ, ОПИСЫВАЮЩЕЕ ПРОЦЕСС ГЕНЕРАЦИИ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ПЛОТНОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ АТМОСФЕРНОГО ГАЗА

Представим скорость нейтрального газа в виде суммы усредненной и случайной (турбулентной) частей:

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 + \mathbf{u}_t,\ \mathbf{u}_0 = \langle\mathbf{u}\rangle, \tag{25}$$

где $\langle\cdot\rangle$ означает усреднение по ансамблю реализаций случайного поля. Аналогичным образом, в виде суммы, запишем плотность числа электронов в единице объема:

$$N = N_0 + N_t,\ N_0 = \langle N\rangle, \tag{26}$$

здесь N_t — отклонение электронной концентрации от среднего (фонового) значения N_0, вызванное турбулентными пульсациями скорости $\mathbf{u}_t$.

Поскольку в нижней части атмосферы Солнца электронно-ионная плазма может считаться пассивной примесью, то характерные масштабы изменения концентрации заряженных частиц N должны соответствовать характерным масштабам поля скоростей **u**. Таким образом, характерный пространственный масштаб L_N изменения N_0 по порядку величины можно положить равным масштабу среднего течения L_0. Кроме того, если ограничить рассматриваемые масштабы турбулентных пульсаций инерционным интервалом $l_d \ll l \ll L_0$, то основное движение (среднее течение) и фоновую концентрацию электронов можно считать стационарными. После подстановки (25) и (26) в уравнение (24) с учетом сделанных замечаний и процедуры усреднения по ансамблю приходим к уравнению для среднего значения N_0:

$$\mathrm{div}(N_0\mathbf{u}_0) + \tau_i\omega_{Bi}\mathrm{div}(N_0[\mathbf{u}_0\cdot\mathbf{b}]) - D_A\nabla^2 N_0 +$$
$$+\langle\mathrm{div}(N_t\mathbf{u}_t)\rangle + \tau_i\omega_{Bi}\langle\mathrm{div}(N_t[\mathbf{u}_t\cdot\mathbf{b}])\rangle = 0.$$

Вычитая это уравнение из (24) и приняв во внимание условие (9), находим, что эволюция мелкомасштабных возмущений описывается уравнением

$$\partial N_t/\partial t + \mathrm{div}(N_t\mathbf{u}_t) + (\mathbf{u}_t\cdot\nabla N_0) + ((\mathbf{u}_0 + \tau_i\omega_{Bi}[\mathbf{u}_0\cdot\mathbf{b}])\cdot\nabla N_t) + \tau_i\omega_{Bi}N_t\mathrm{div}[\mathbf{u}_0\cdot\mathbf{b}] +$$
$$+\tau_i\omega_{Bi}\{N_0\mathrm{div}[\mathbf{u}_t\cdot\mathbf{b}] + N_t\mathrm{div}[\mathbf{u}_t\cdot\mathbf{b}] + ([\mathbf{u}_t\cdot\mathbf{b}]\cdot\nabla N_t) + ([\mathbf{u}_t\cdot\mathbf{b}]\cdot\nabla N_0)\} -$$

$$-\langle \mathrm{div}(N_t\mathbf{u}_t)\rangle - \tau_i\omega_{Bi}\langle \mathrm{div}(N_t[\mathbf{u}_t\cdot\mathbf{b}])\rangle - D_A\nabla^2 N_t = 0. \qquad (27)$$

Некоторыми слагаемыми в (27) можно пренебречь, поскольку масштабы возмущений соответствуют инерционному интервалу турбулентности, в котором $l \ll L_0$, $u_t < u_0$ и $N_t < N_0$; к тому же $\tau_i\omega_{Bi} \ll 1$. По отношению к рассматриваемым возмущениям среднее течение можно считать стационарным и однородным. Тогда подходящим выбором системы отсчета устраняется слагаемое $((\mathbf{u}_0 + \tau_i\omega_{Bi}[\mathbf{u}_0\cdot\mathbf{b}]) \cdot \nabla N_t)$, описывающее дрейф всей картины мелкомасштабных возмущений с общей скоростью $\mathbf{u}_d = \mathbf{u}_0 + \tau_i\omega_{Bi}[\mathbf{u}_0\cdot\mathbf{b}]$. В данном случае вектора $\mathbf{u}_0$ и $\mathbf{b}$ являются постоянными, поэтому член $\tau_i\omega_{Bi}N_t\mathrm{div}[\mathbf{u}_0\cdot\mathbf{b}] = 0$.

Статистический режим возмущений в инерционном интервале масштабов является однородным и изотропным [11]. Известно, что в статистически однородной и изотропной системе полей никакое скалярное поле не может коррелировать с соленоидальным векторным полем, а также, что два векторных поля, одно из которых соленоидально, а другое потенциально, обязательно некоррелированы друг с другом [12]. Поэтому из (27) слагаемые $\langle \mathrm{div}(N_t\mathbf{u}_t)\rangle$ и $\tau_i\omega_{Bi}$ $\langle \mathrm{div}(N_t[\mathbf{u}_t\cdot\mathbf{b}])\rangle$ можно исключить. В условиях нижней атмосферы Солнца малой величиной является коэффициент $\tau_i\omega_{Bi}$ (см. табл. 2) перед слагаемыми, заключенными в фигурные скобки. Сохранив наибольшее по порядку величины среди этих слагаемых $N_0\mathrm{div}[\mathbf{u}_t\cdot\mathbf{b}] \sim N_0\, \mathbf{u}_t/l$, остальными тремя (их порядки величин: $N_t\mathbf{u}_t/l$ и $N_0\mathbf{u}_t/L_N$) пренебрегаем.

В результате имеем

$$\partial N_t/\partial t + \mathrm{div}(N_t\mathbf{u}_t) - D_A\nabla^2 N_t = -(\mathbf{u}_t\cdot\nabla N_0) - \tau_i\omega_{Bi}\, N_0(\mathbf{b}\cdot\mathrm{rot}\mathbf{u}_t) \qquad (28)$$

(при записи уравнения учтено, что для однородного магнитного поля $\mathrm{div}[\mathbf{u}_t\cdot\mathbf{b}] = (\mathbf{b}\cdot\mathrm{rot}\mathbf{u}_t)$).

Перепишем (28) для относительных возмущений концентрации заряженных частиц $\delta N = N_t/N_0$. Учтем, что $\nabla N_t \approx N_0\nabla\delta N$ и $\nabla^2 N_t \approx N_0\, \nabla^2\delta N$ (ввиду малости l/L_N, отношения пространственного масштаба изменения N_t к масштабу изменения N_0), и получим

$$\partial\delta N/\partial t + \mathrm{div}(\delta N\mathbf{u}_t) - D_A\nabla^2\delta N = -(\mathbf{u}_t\cdot\mathbf{n})/L_N - \tau_i\omega_{Bi}(\mathbf{b}\cdot\mathrm{rot}\mathbf{u}_t), \qquad (29)$$

где $\mathbf{n} = L_N\nabla N_0/N_0$ — единичный вектор в направлении градиента фоновой концентрации электронов N_0.

Уравнение (29) описывает наиболее существенные моменты процесса генерации мелкомасштабных неоднородностей плотности электронов при турбулентном перемешивании слабоионизованной плазмы в атмосфере Солнца. Оно устанавливает связь между возмущениями электронной концентрации $\delta N(\mathbf{r}, t)$ и полем турбулентных скоростей нейтрального газа $\mathbf{u}_t(\mathbf{r}, t)$. Пространственные масштабы возмущений l много меньше характерного масштаба L_N изменения фоновой концентрации N_0 заряженных частиц и внешнего масштаба турбулентности L_0: $l \ll L_N \sim L_0$.

Первое слагаемое в (29) справа описывает процесс возникновения плазменных неоднородностей в результате разрушения градиента фоновой концентрации N_0 турбулентным полем скоростей $\mathbf{u}_t$ (при этом происходит перемешивание областей с высоким и низким значением концентрации); второе слагаемое описывает формирование возмущений δN в результате взаимодействия заряженных частиц, увлекаемых турбулентными движениями газа, с магнитным полем. Сравнивая эти слагаемые, можно заметить, что роль градиента существеннее при образовании неоднородностей с масштабами $l > \tau_i\omega_{Bi}L_N$, а магнитного поля — для неоднородностей с меньшими масштабами $l < \tau_i\omega_{Bi}L_N$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненная в настоящей работе оценка физических условий в нижней атмосфере Солнца (использовалась усредненная согласованная модель атмосферы [7]) показала, что в рассмотренном интервале высот атмосферный газ пребывает в состоянии турбулентного перемешивания. Причем можно говорить о турбулентности при больших числах Рейнольдса. Выбирая в качестве внешнего масштаба турбулентности L_0 средний размер гранул $L_g \approx 1000$ км и соответствующую этому масштабу величину средней скорости течения $u_0 = 1$ км/с, получены значения числа Рейнольдса для трех уровней в атмосфере Солнца (см. табл. 3), все они больше 10^7. Оказалось, что инерционный интервал турбулентности уменьшается с высотой в результате роста колмогоровского масштаба l_d, обусловленного увеличением вязкости газа ν.

Было также установлено, что процесс турбулентного перемешивания слабоионизованной плазмы в спокойной области нижней атмосферы Солнца можно описать в рамках макроскопического подхода [1]. Используя этот подход, рассмотрена возможность формирования неоднородностей плотности электронов случайными движениями атмосферного газа, масштабы которых соответствуют инерционному интервалу турбулентности. При этом учитывалось наличие однородного магнитного поля $B = 0.5$ мТл и градиента средней (фоновой) концентрации заряженных частиц с характерным пространственным масштабом $L_N \sim L_0$.

В результате получено уравнение (29), описывающее процесс формирования мелкомасштабных ($l \ll L_N$) возмущений электронной концентрации в турбулентном потоке атмосферного газа. Вид этого уравнения позволил заключить, что при генерации неоднородностей с масштабами $l > \tau_i \omega_{Bi} L_N$ преобладающим является механизм разрушения градиента фоновой плотности плазмы турбулентными движениями газа, а для неоднородностей меньших масштабов $l < \tau_i \omega_{Bi} L_N$ — важнее взаимодействие заряженных частиц, погруженных в турбулентный поток нейтрального газа, с магнитным полем. На основе полученного уравнения рассмотрение мелкомасштабных неоднородностей концентрации электронов в нижней атмосфере Солнца будет продолжено в следующей работе.

1. *Гуревич А. В., Цедилина Е. Е.* Движение и расплывание неоднородностей в плазме // Успехи физ. наук.—1967.—**91**, вып. 4.—С. 609—643.
2. *Кадомцев Б. Б.* Коллективные явления в плазме. — М.: Наука, 1976.—240 с.
3. *Колмогоров А. Н.* Локальная структура турбулентности в несжимаемой жидкости при очень больших числах Рейнольдса // Докл. АН СССР.—1941.—**30**, № 4.—С. 299—303.
4. *Костык Р. И., Щукина Н. Г.* Пятиминутные колебания и тонкая структура фотосферы Солнца. I // Кинематика и физика небес. тел.—1999.—**15**, № 1.—С. 25—37.
5. *Кринберг И. А.* Коэффициенты переноса космической плазмы. I. Основные формулы для расчета коэффициентов переноса неизотермической плазмы в магнитном поле // Исслед. по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца.—1971.—**16**.—С. 115—140.
6. *Кринберг И. А.* Коэффициенты переноса космической плазмы. II. Внешние слои Солнца // Исслед. по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца.—1971.—**16**.—С. 141—147.
7. *Кринберг И. А., Теплицкая Р. Б.* Методы описания и классификация космической плазмы. II. Плазма Солнца // Исслед. по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца.—1971.—**16**.—С. 40—71.
8. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика. Том VI. Гидродинамика. — М.: Наука, 1986.—736 с.
9. *Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П.* Теоретическая физика. Том X. Физическая кинетика. — М.: Наука, 1979.—528 с.
10. *Милованов А. В., Аванов Л. А., Застенкер Г. Н., Зеленый Л. М.* Мультифрактальные свойства турбулентности солнечного ветра: теория и наблюдения // Космич. исследования.—1996.—**34**, № 5.—С. 451—456.

11. *Монин А. С., Яглом А. М.* Статистическая гидромеханика. — М.: Наука, 1967.—Ч. 2.—720 с.
12. *Обухов А. М.* Статистическое описание непрерывных полей // Тр. геофиз. ин-та АН СССР.—1954.—№ 24 (151).—С. 3—41.
13. *Паркер Е.* Космические магнитные поля. — М.: Мир, 1982.—Ч. 1.—608 с.
14. *Федоров Ю. И.* Распространение солнечных космических лучей с анизотропным начальным распределением // Кинематика и физика небес. тел.—1995.—**11**, № 5.—С. 34—45.
15. *Шеминова В. А.* Линия Fe I λ 1564.8 и распределение солнечных магнитных полей // Кинематика и физика небес. тел.—2003.—**19**, № 2.—С. 107—125.
16. *Cadavid A. C., Lawrence J. K., Ruzmaikin A. A., et al.* Spatiotemporal correlations and turbulent photospheric flows from SOHO/MDI velocity data // Astrophys. J.—1998.—**509**, N 2.—P. 918—926.
17. *Espagnet O., Muller R., Roudier Th., Mein N.* Turbulent power spectra of solar granulation // Astron. and Astrophys.—1993.—**271**, N 2.—P. 589—600.
18. *Fedorov Yu. I., Kyzyurov Yu. V., Nosov S. F., Shakhov B. A.* Solution of the Boltzmann equation for nondiffusive solar cosmic ray propagation // Ann. Geophys.—1996.—**14**, N 9.—P. 1016—1018.
19. *Fontenla J. M., Avrett E. H., Loeser R.* Energy balance in the solar transition region. III. Helium emission in hydrostatic, constant-abundance models with diffusion // Astrophys. J.—1993.—**406**, N 1.—P. 319—345.
20. *Katz M. E., Fedorov Yu. I., Stehlik M.* Cosmic-ray propagation in inhomogeneous large-scale magnetic field: A pitch-angle diffusion and convection // Astrophys. and Space Sci.—1990.—**166**, N 1.—P. 49—58.
21. *Norton A. A., Ulrich R. K., Liu Y.* Center-to-limb angle dependence of phases (v, δ $|\mathbf{B}|$) observed with the Michelson Dopler Imager // Astrophys. J.—2001.—**561**, N 1.—P. 435—443.
22. *Ruzmaikin A. A., Cadavid A. C., Chapman G. A., et al.* Spectral properties of solar convection and diffusion // Astrophys. J.—1996.—**471**, N 2.—P. 1022—1029.

Поступила в редакцию 22.09.03