Доклады Академии Наук СССР
1947. Том LVIII, № 8

АСТРОНОМИЯ

А. Б. СЕВЕРНЫЙ

О ТУРБУЛЕНТНОМ СОСТОЯНИИ СОЛНЕЧНОЙ ХРОМОСФЕРЫ

(Представлено академиком Г. А. Шайном 1 VII 1947)

Ряд фактов — солнечная грануляция, волокнистая структура солнечной хромосферы и протуберанцев, высокие значения „термических" скоростей, получаемых из допплеровских контуров линии D_3 ([1,2]) и линии 4078 Sr^{+} и H ([3]), короткое время жизни хромосферных струй (волокон), неупорядоченные движения узлов в протуберанцах — заставляет думать, что солнечная хромосфера находится в турбулентном состоянии. Следуя современным представлениям о турбулентности, мы должны различать турбулентные движения различных шкал. Мы будем называть турбуленцией „большой шкалы" ту, которая протекает на шкале, сравнимой (или порядка) с размером звезды. Такое движение, например, может быть связано с вращением или пульсацией звезды. Энергия этого движения непрерывно переходит в энергию различных турбулентных движений „меньшей шкалы" — подобных грануляции, хромосферным волокнам и т. д. Механизм такого перехода пока еще не ясен. Возможно, что возникновение интенсивной турбуленции связано с неустойчивостью вращательного движения, когда угловая скорость возрастает достаточно быстро в направлении к оси вращения*. Такое представление предусматривает, в свою очередь, что существующее интенсивное вращение в глубоких недрах звезды затухает по мере перехода от центра к границе звезды. В связи с этим мы можем подчеркнуть, что циркуляция ωR^2 равномерно возрастает с R, как это было показано Рандерсом ([5]) при достаточно широких исходных допущениях (ω есть угловая скорость, R — расстояние от оси вращения). Во всяком случае, неустойчивость возникает далеко ниже фотосферы**.

Затухание вращения во внешних частях звезды может сопровождаться последовательным появлением турбулентных движений различных малых шкал. Энергия этих специфических неупорядоченных движений черпается из турбулентного движения большой шкалы, связанного с разрушением ламинарного вращательного движения в глубинах звезды. Интересно отметить, что некоторые звезды показывают явное затухание вращения во внешних слоях их атмосфер (см. недавний обзор О. Струве ([6]) о звездном вращении). Кстати, присутствие тяжелых элементов в звездных атмосферах и расхождение между орбитальным и собственным моментами вращательного дви-

* Согласно Тайлору ([4]), неустойчивость ламинарного вращательного движения возникает при $\Delta\omega > 41{,}3\nu/h\sqrt{\mathrm{Re}\,h}$, где ν — коэффициент ламинарной вязкости, Re — число Рейнольдса, а h — расстояние, соответствующее $\Delta\omega$.

** Приблизительно, неустойчивость появится при $R^2 \lesssim \mathrm{const}\,\frac{\mathrm{Re}^{1/2}}{\nu}$.

жения в солнечной системе и двойных звездах могли бы быть объяснены в рамках этих представлений.

Согласно сказанному выше, мы рассматриваем внешние слои солнечной атмосферы находящимися в установившемся состоянии беспорядочных движений газа или турбулентных движений, т. е. считаем, что хромосфера как бы образуется из своеобразной суперпозиции множества протуберанцев. Основная черта турбулентного движения есть корреляция между скоростью v турбулентных „пульсаций" и характеристическим расстоянием λ. (Под λ мы подразумеваем не обычный „путь перемешивания". λ есть расстояние, соответствующее разности скоростей Δv ($\approx v$) в турбулентном движении газов). Такая корреляция была установлена эмпирически некоторыми авторами применительно к различным условиям земного эксперимента. Аналогично этим земным условиям, мы можем рассматривать основание хромосферы как некоторую виртуальную „подстилающую" поверхность. Тогда корреляция между турбулентной скоростью v_h и расстоянием h от подстилающей поверхности может быть принята в виде

$$v_h \sim h^n, \tag{1}$$

где показатель n обычно определяется полуэмпирическим путем. (Например, согласно Прандтлю и Блазиусу ([7]), $n = 1/7$ вблизи поверхности Земли). Недавно акад. А. Н. Колмогоров ([8]) установил следующий закон для „локальной" турбуленции, имеющей место достаточно далеко от подстилающих поверхностей или других препятствий:

$$v_\lambda \sim \left(\frac{\varepsilon\lambda}{\rho}\right)^{1/3}, \tag{2}$$

где ε — скорость диссипации энергии в турбулентном движении на единицу объема, а ρ — средняя плотность в рассматриваемых точках, удаленных на λ.

Однако мы сочли за лучшее рассмотреть фактическую корреляцию между скоростями относительного движения и соответствующими расстояниями, как она может быть получена из наблюдений явлений в солнечной атмосфере. Мы начнем это рассмотрение сравнением средних характеристических размеров λ некоторых образований в атмосфере Солнца с относительными скоростями движения газов v_λ внутри этих образований (см. табл. 1).

Таблица 1

Образование	λ, см	v_λ, см/сек.
Гранула	$5 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^4$
Хромосфера	$\sim 3{,}7 \cdot 10^8$	$2{,}5 \cdot 10^5$
Флокулы	$< 10^8$	10^5—10^6
Протуберанцы	$\sim 10^{10}$	10^5—10^8

Это сопоставление дает грубую корреляцию $v_\lambda \sim \lambda^{0,8}$. Далее, мы рассмотрели результаты гелиокинематографического изучения протуберанцев, проведенного Мак Мас и Петтитом ([9]). Эти результаты весьма многочисленных измерений позволяют нам вывести корреляцию между разностью скоростей $v_{\Delta H}$ и соответствующей разностью высот ΔH как для отдельного узла, так и для совокупности узлов в протуберанце. Обработка результатов таких измерений дает

$$v_{\Delta H} \sim (\Delta H)^{0,9} \tag{3}$$

с возможной погрешностью $\pm 0{,}1$ в показателе ΔH. Это позволяет нам считать, что искомая корреляция (1) имеет грубо следующий вид *

$$v_h \sim h, \tag{4}$$

так что $n \sim 1$. Любопытно отметить, что сравнение (4) с законом А. Н. Колмогорова (2) потребовало бы изменения плотности с h согласно закону $\rho \sim 1/h^2$, если ε считать постоянным**.

Теперь мы покажем, что при сильной турбуленции хромосфера обладает распределением плотностей, близким к $\rho \sim 1/h^2$. С этой целью мы рассмотрим состояние „квази-гидростатического" равновесия хромосферы, „поддерживаемого" как давлением газа и излучения, так и напряжениями Рейнольдса ρv_h^2, для выражения которых мы примем эмпирический закон (4). Условие такого равновесия есть

$$\frac{d}{dh}\left(\rho v_h^2 + \frac{R}{\mu}\rho T\right) = -g_{\text{eff}}\rho, \tag{5}$$

где $g_{\text{eff}} = g - g_r$ есть эффективное ускорение силы тяжести (считаемое постоянным), а T — температура. Принимая закон (4) в виде $v_h = v_0 h$ и интегрируя, получим

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + \dfrac{v_0^2}{\frac{R}{\mu}T}h^2} \exp\left[-\frac{g_{\text{eff}}}{v_0^2}\sqrt{\frac{v_0^2}{\frac{R}{\mu}T}}\operatorname{arc\,tg}\left(\sqrt{\frac{v_0^2}{\frac{R}{\mu}T}}\,h\right)\right] =$$

$$= \frac{\rho_0}{1 + \dfrac{v_h^2}{c^2}} \exp\left[-\left(\frac{c}{v_h}\right)\frac{g_{\text{eff}}}{\frac{R}{\mu}T}\,h \operatorname{arc\,tg}\frac{v_h}{c}\right]. \tag{6}$$

Здесь c — средняя термическая скорость (лапласова скорость звука). Если турбуленция ничтожна ($v_h \ll c$), мы получим обычную барометрическую формулу. Но если v_h сравнима с c, плотность падает значительно медленнее, чем требуется согласно этой простой формуле, причем уменьшение ρ будет тем меньше, чем ниже g_{eff}. При $g_{\text{eff}} < 0$ возможна даже небольшая инверсия плотностей в низших слоях хромосферы. Эти соображения открывают возможность объяснения большого протяжения звездных атмосфер в турбулентном состоянии, если g_{eff} мало. Когда $v_h \gg c$, соотношение (6) упрощается и принимает вид

$$\rho \cong \rho_0 \frac{c^2}{v_h^2} \sim \frac{1}{h^2}. \tag{7}$$

Таким образом, при сильной турбуленции хромосферы эмпирический закон (4) ведет к закону распределения плотностей $\rho \sim 1/h^2$. Строго говоря, этот закон имеет место при $g_{\text{eff}} = 0$. Далее, из соотношения (6) мы видим, что распределение плотностей в низших слоях

* v_h есть, конечно, величина порядка $v_{\Delta H}$.

** Возможно, что такое сравнение скорее формально, так как ρ в формуле (2 имеет несколько другой смысл. Однако оно имело бы значение, если бы подобие непрерывно сохранялось с изменением $\rho \sim 1/h^2$. Автор обязан акад. А. Н. Колмогорову, сделавшему замечание, что закон (2) может быть успешно распространен на турбуленцию „больших шкал" в земной атмосфере. Возможно, что аналогичное справедливо для атмосферы Солнца.

хромосферы близко к тому, что дает барометрическая формула. Этот факт, а также возрастание турбулентной скорости с высотой в хромосфере были впервые установлены Мензелом ([10])*. Далее, из указанных выше исследований Мельникова, Унсольда и Вязаницына мы имеем для отношения v_h/c значение ~ 10. Следовательно, $\operatorname{arc\,tg} \frac{v_h}{c} \sim \frac{\pi}{2}$, и мы должны увеличить высоты простирания, полученные с помощью барометрической формулы, в ~ 10 раз для всех атомов, для которых g_{eff} не отклоняется значительно от ускорения гравитации на поверхности Солнца. Другими словами, эффект турбуленции состоит в увеличении β, входящей в обычную формулу $\rho = \rho_0 e^{-\beta h}$, в 10 раз. Это обстоятельство позволяет нам полностью объяснить низкие значения β. Например, в случае водорода вместо значения $\beta = 6{,}6 \cdot 10^{-8}$ мы получим $\beta = 0{,}66 \cdot 10^{-8}$, тогда как наблюдения дают $\beta = 1{,}54 \cdot 10^{-8}$. Для атомов Ca^{+} величина $g_{\text{eff}} < g$, и значение β будет еще меньше.

Конечно, представления, указанные выше, описывают лишь грубо черты явления. Кроме того, они развиты только для „плотной“ и „резко ограниченной“ хромосферы, для которой $g_{\text{eff}} = \text{const}$. Однако аналогичное рассмотрение для протяженных звездных хромосфер, проведенное нами, также приводит к результату, что падение плотностей будет следовать закону $\rho \sim 1/r^n$ в случае сильной турбуленции, следующей закону $v_{\Delta r} \sim (\Delta r)^{n/2}$.

Более детальное рассмотрение этого случая будет дано в одной из следующих статей.

Крымская астрофизическая
обсерватория
Академии Наук СССР

Поступило
1 VII 1947

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] A. Unsöld, Ap. J., **69**, 209 (1929); Z. f. Aph., **3**, 77 (1931). [2] O. Мельников, E. Перепелкин, Poulk. Bull., **14**, No. 122 (1935). [3] E. Вязаницын, Poulk. Obs. Circ., **16** (1935). [4] G. Taylor, Proc. Roy. Soc., **233**, 289 (1923). [5] G. Randers, Ap. J., **94**, 109 (1941). [6] O. Struve, Pop. Astr., **53**, 201, 259 (1945). [7] L. Prandtl, Handbuch d. Phys., **7**, Kap. 2. [8] A. H. Колмогоров, ДАН, **30**, № 4 (1941). [9] R. McMath and E. Pettit, Ap. J., **85**, 279 (1937); **88**, 244 (1938). [10] D. Menzel Lick Obs. Publ., **17**, 1 (1931). [11] Ten Bruggencate, Z. f. Aph., **18**, 316 (1939) [12] R. Redman, M. N., **97**, 552 (1937).

* Повидимому, возрастание турбулентной скорости с высотой начинается даже с фотосферических слоев, где, по оценке Тен Бруггенкате ([11]) и Редмана ([12]), эта скорость около 2 км/сек.