

С. Б. ПИКЕЛЬНЕР

ДИССИПАЦИЯ КОРОНЫ И ЕЕ ЗНАЧЕНИЕ

(Представлено академиком Г. А. Шайном 11 III 1950)

Вопрос о диссипации атмосферы, в частности, солнечной короны, рассматривался неоднократно (^{1, 2}). Во всех расчетах неявно постулировалось существование „слоя вылета“, одновременно обладающего двумя свойствами: а) вылет частиц из слоя происходит без столкновений, б) скорости частиц в слое распределены по закону Максвелла. Эти условия противоречивы — беспрепятственный вылет уменьшает число частиц со скоростью, больше параболической. Поэтому при расчете диссипации нужно от статистического метода перейти к кинетическому, т. е. подсчитывать быстрые частицы в процессе их появления после столкновений.

Не учитывалось, что, кроме сильных отклонений, которые во внешней короне редки, каждая быстрая заряженная частица испытывает непрерывно действующее торможение вследствие далеких слабых взаимодействий. Уравнение направленного вверх движения быстрого протона:

$$v \frac{dv}{dR} = -\frac{1}{2} \cdot g(R) - j(n, v), \quad (1)$$

где $g(R)$ — ускорение силы тяжести, $j(n, v) \approx 6,4 \cdot 10^{12} \frac{n}{v^2}$ — ускорение торможения, $n(R)$ — число протонов в 1 см^3 . (1) дает $v_\infty(R)$ — значение направленной вверх скорости, необходимое для преодоления совместного действия торможения и гравитации.

Для появления быстрых протонов необходимы не далекие, а близкие столкновения двух протонов с потенциальной энергией больше $\frac{1}{2} kT$. Число таких столкновений в 1 см^3 $Z_p(n, T)$. Поскольку массы протонов равны и скорости „медленных“ сталкивающихся частиц распределены по закону Максвелла, можно считать, что распределение скоростей после ударов (а не вообще) — максвелловские. Доля протонов, обладающих в результате удара величиной скорости, достаточной для вылета ($v > v_\infty(R)$), $\Phi(v_\infty(R))$.

Чтобы вылететь из короны, быстрый протон должен иметь скорость, направленную достаточно близко к зениту, в пределах телесного угла $2\pi W \approx 2\pi/3$.

Каждая частица, имеющая необходимую по величине и направлению скорость, вылетит. Поэтому число улетающих частиц равно числу столкновений, дающих нужную для вылета скорость. В итоге имеем для числа протонов, покидающих корону за 1 сек.:

$$N = \int_{R_\odot}^{\infty} Z_p \Phi(v_\infty) W 4\pi R^2 dR \approx 1,2 \cdot 10^{34} \frac{\text{протонов}}{\text{сек.}},$$

что составляет примерно $6 \cdot 10^{17}$ г/год — в тысячу раз меньше, чем у В. А. Крата ⁽²⁾, причем это число создается почти равномерно слоем от $R = 1,75 R_{\odot}$ до $R = 2,75 R_{\odot}$. Такая диссипация не имеет космогонического значения.

Важность этого результата заставляет внимательно рассмотреть возможные источники ошибок. В. А. Крат ⁽²⁾ считает, что лучистая структура короны позволяет не учитывать сопротивления при $R \geq 1,2 R_{\odot}$, так как быстрые частицы выйдут из лучей через боковую поверхность и затем полетят в пустом пространстве. Однако предположение о сильных флуктуациях плотности в короне противоречит данным о радиоизлучении Солнца, допустимыми являются изменения плотности в 2—3 раза. О том же говорит отсутствие бальмеровских линий излучения в спектре короны.

Чтобы учесть роль допустимых флуктуаций, мы повторили расчет для случая, когда лучи занимают половину объема короны и плотность в них в три раза больше, чем в промежутках. В этом случае $N \approx 1,8 \cdot 10^{34}$, что не меняет существенно результата. Даже если бы промежутки между лучами были пустыми, диссипация не могла бы резко увеличиться. Действительно, длина свободного пробега и скорость протонов в короне столь велики, что луч рассеялся бы за несколько минут, если бы протоны не сдерживались какими-либо силами, например магнитными. Однако эти же силы будут сдерживать и быстрые протоны.

Наличие магнитного поля в короне может только уменьшить диссипацию.

Диссипация, подобно испарению, должна вызвать охлаждение внешних слоев короны и уменьшение протонной температуры сравнительно с электронной.

Действительно, электрические поля, повидимому, нагревающие корону ⁽³⁾, действуют в первую очередь на электроны, а протоны получают энергию от столкновений с электронами, причем поток энергии пропорционален разности температур. Если бы диссипация была в 100 раз больше полученной нами, то в случае действия только этого механизма уже при $R = 2R_{\odot}$ разность протонной и электронной температур должна превышать 10^6 ; что явно абсурдно. В то же время с уменьшением температуры диссипация протонов резко падает.

Убыль энергии протонного газа пополняется также теплопроводностью из нижних слоев. Существенны для коэффициента теплопроводности γ_p быстрые протоны, а для них свободный пробег определяется далекими взаимодействиями и в условиях короны в 20—25 раз меньше, чем пробег между двумя близкими столкновениями. Вводя соответствующую поправку в формулу Росселанда ⁽⁴⁾, получаем значение $\gamma_p \approx 2 \cdot 10^7$. Если диссипация в 100 раз больше полученной нами и убыль энергии покрывает теплопроводность, градиент протонной температуры в основании слоя, теряющего протоны, должен быть равен $5 \cdot 10^{-4}$. Если толщина слоя с таким градиентом будет только $0,05 R_{\odot}$ ($3,5 \cdot 10^9$ см), то и в этом случае падение протонной температуры было бы $1,6 \cdot 10^6$, что невозможно.

Таким образом, если диссипация увеличится в несколько десятков раз, ни передача энергии от электронов к протонам, ни теплопроводность не смогут компенсировать потерю энергии. Мы получили верхний предел диссипации только из энергетических соображений, не используя конкретного механизма.

Таким образом, диссипация из короны, повидимому, не имеет космогонического значения. Однако она обуславливает, повидимому, удивительное постоянство температуры (колебания в пределах

0,5—1,5 млн. градусов) и протяженности короны в максимуме, в то время как электрические поля могут, вообще говоря, меняться во много раз. Действительно, при температуре 1,5—2 млн. градусов тепловая скорость во внешней короне приближается к параболической, и диссипация резко возрастает, быстро охлаждая нагретое место.

Протяженность короны, говорящая о том, что тепловая скорость частиц сравнима с параболической, в этом аспекте перестает быть случайной, параболическая скорость является физически необходимой верхней границей. С этой точки зрения сразу видна абсурдность теории Райля ⁽⁵⁾, пытающегося объяснить всплески радиоизлучения на Солнце, точечные источники радиоизлучения в Галактике и происхождение космических лучей существованием участков короны звезд, нагретых до температур 10^{10} — 10^{14} градусов.

Теплоотдача верхних слоев атмосферы звезды пропорциональна n ⁽³⁾, поэтому при произвольно слабом механизме нагрева всегда существует $n = n_0$, при котором нагрев будет значительным. В более высоких слоях он должен быть еще больше, однако рост температуры ограничивается диссипацией.

Солнце — обычная звезда. Маловероятно, чтобы только оно имело нагревающий механизм — большая часть звезд должна обладать таким механизмом, и мощность последнего лишь определяет n_0 .

В солнечной короне распределение плотности в среднем описывается барометрической формулой, т. е. оно определяется отношением потенциальной энергии протона (или параболической) к тепловой. Поскольку диссипация очень сильно зависит от этого же отношения (через $\Phi(v_\infty)$), можно считать, что оно примерно одинаково для всех звезд. В таком случае относительное распределение плотности короны у всех звезд будет одинаковым, если измерять расстояния от центра звезды в единицах ее радиуса. Абсолютная же величина плотности будет зависеть от n_0 .

Из постоянства вышеупомянутого отношения энергии мы можем определить верхний предел температуры короны звезды T_* , зная ее массу M и радиус R в долях солнечных: $T_* = T_\odot \frac{M}{R}$, где T_* — максимальная температура солнечной короны ($\approx 1,4 \cdot 10^6$). Этот верхний предел может и не достигаться, как, например, у полюсов Солнца в годы минимума.

В табл. 1 приведены вычисленные температуры короны для разных классов звезд, причем M и R были взяты из ⁽⁶⁾.

Быстрое вращение звезд В и А практически лишает их возможности иметь корону. И. С. Шкловский ⁽⁸⁾ показал, что солнечная корона излучает ультрафиолетовую радиацию, которая вызывает, повидимому, аномальную ионизацию хромосферы и протуберанцев. Корона звезд тоже должна излучать ультрафиолетовую радиацию, тем более интенсивную, чем больше оптическая толща, зависящая от протяженности короны. Эта радиация должна в какой-то степени влиять на ионизацию и возбуждение атомов в нижних слоях атмосферы. Известно, что в атмосферах красных гигантов наблюдается отклонение распределения атомов по состояниям возбуждения от равновесного для высоких потенциалов возбуждения — так называемый „эффект Адамса — Рессела“ ^{((4), стр. 179)}.

Таблица 1

Класс	M	R	T_*
F0	1,5	1,4	1,5
dG0	1,2	1,1	1,5
dK0	0,9	0,9	1,4
dM0	0,5	0,8	0,9
gG0	3,1	8	0,54
gK0	3,1	16	0,27
gK5	4,5	40	0,16
cB3	31	16	2,7
cB9	35,5	25	2,0
cK5	16	200	0,11
oCeti	10—20	200	0,07—0,14

Впоследствии этот эффект был уточнен Шпитцером (⁷), показавшим, что в спектре α Ориона (сМ) возбуждение водорода аномально, велико и требует для своего объяснения мощной радиации в линии $L\alpha$.

Гипотеза об ультрафиолетовом избытке в излучении звезды встретила значительные трудности. Между тем, излучение короны естественно может служить таким „избытком“, качественно объясняющим указанные аномалии. В частности, корона α Ориона при $T \approx 100\,000^\circ$ и протяженности около $200 R_\odot$ должна излучать яркие водородные линии спектра захвата, в том числе и $L\alpha$.

Крымская астрофизическая обсерватория
Академии наук СССР

Поступило
11 III 1950

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ J. H. J e n s, The Dynamical Theory of the Gases, 4th ed., Cambridge, 1925. ² В. А. К р а т, Изв. ТАО, № 142, 1 (1949). ³ И. С. Шкловский, Астр. журн., 24, 25 (1947). ⁴ С. Росселанд, Астрофизика на основе теории атома, М.—Л., 1936. ⁵ M. Ryle, Proc. Phys. Soc., 62, № 356, 483, 491 (1949). ⁶ П. П. Паренного и А. Г. Масевич, Астр. цирк., № 90—91 (1949). ⁷ L. Spitzer, Aph. Journ., 90, 494 (1939). ⁸ И. С. Шкловский, Астр. журн., 22, 249 (1945).