

В. КРАТ

КОРПУСКУЛЯРНАЯ РАДИАЦИЯ СОЛНЦА

(Представлено академиком Г. А. Шайном 2 VII 1947)

В настоящее время, когда природа геоактивной корпускулярной радиации Солнца еще неизвестна, возможны два пути, следуя которым исследователь может надеяться получить достоверные данные о механизмах выбрасывания корпускул из Солнца.

1. Можно пытаться найти решение задачи, исследуя геофизические явления, возникающие при попадании солнечных корпускул в земную атмосферу, и делать отсюда выводы о массе, скорости и заряде корпускул, равно как и выводы о локализации геоактивных процессов на поверхности Солнца, или

2. Можно, исследуя общие физические условия на солнечной поверхности и рассматривая ряд возможных механизмов выбрасывания корпускул, попытаться выделить из этих механизмов такие, которые могли бы создать достаточно мощный поток корпускулярного излучения.

Одним из возможных источников солнечной корпускулярной радиации являются ядерные реакции. При оценке роли ядерных источников излучения корпускул следует исходить из факта существования обрабатываемого слоя. Если бы потоки корпускул выбрасывались из глубоких фотосферных слоев (за счет радиоактивности или других реакций ядерного распада), то в обрабатываемом слое были бы обнаружены явления высокой ионизации и возбуждения атомов, чего на самом деле нет. Вместе с тем, мы не можем считать это излучение столь незначительным, что оно не вызывает этих явлений. Действительно, если даже принять, что на 1 см^2 земной поверхности в 1 сек. попадает одна такая частица, то на 1 см^2 поверхности Солнца уже придется по меньшей мере $4 \cdot 10^4$ таких частиц.

Остается возможность объяснения корпускулярного излучения (а именно наиболее быстрых частиц) ядерными реакциями в солнечной короне. При температурах, возникающих в наиболее ярких областях внутренней короны, вполне возможны реакции с участием протонов и с последующим образованием α -частиц. Эта проблема будет рассмотрена в нашей последующей работе.

Целью данной работы является изучение механизмов корпускулярного излучения, связанных с электрическим полем Солнца и полями селективного лучевого давления. Как было показано автором, ввиду наличия на поверхности Солнца положительного заряда при высокой температуре короны должно иметь место своеобразная термоионная эмиссия, состоящая из двух компонент: протонной и электронной (A). При этом для сохранения стационарного состояния электростатического поля необходимо, чтобы число вылетающих в 1 сек. положительных корпускул (протонов) было равно числу отрицательных корпускул

(электронов). Недавно Э. Р. Мустель⁽²⁾ предложил гипотезу о том, что геоактивными корпускулами являются ионы кальция (Ca II), выбрасываемые из эрупций силой селективного лучевого давления и получающие дальнейшее ускорение от положительного заряда Солнца.

Если считать, что мощная эрупция может в течение 2 мин. создавать для ионов Ca II ускорение, равное $10 g_0$ (g_0 — среднее ускорение силы тяжести на поверхности Солнца), то в результате скорость ионов может достигнуть 300 км/сек. Это, повидимому, является верхним пределом скорости ионов Ca II, возникающей от действия селективного лучевого давления, так как при больших скоростях доплеровское смещение выведет центр линий H и K за пределы пика контура эрупции. Для того чтобы положительный заряд Солнца мог привести к дальнейшему ускорению движения ионов, число вылетевших ионов должно превышать число одновременно вылетевших электронов. Как мы установили раньше⁽¹⁾, положительный заряд Солнца имеет порядок 10^{21} зарядов протона. В момент отрыва облачка ионов от хромосферы заряд облачка не должен превышать заряда Солнца, так как в противном случае избыточный отрицательный заряд, возникший на месте отрыва облачка, будет увлечен последним, что автоматически приведет к понижению его заряда. Число 10^{21} должно быть распределено на площади, равной по крайней мере площади эрупции (если пренебречь расширением положительно заряженного облачка при удалении от Солнца), т. е. на площади не меньшей, чем 10^{16} см².

Если считать время эмиссии имеющим порядок 10^2 сек., то через 1 см² пройдет $10^2 - 10^3$ частиц в 1 сек. Скорость долетающих до Земли частиц может достигать 1000 км/сек. Для нейтрального облачка, состоящего из смеси ионов Ca II и электронов, величина 300 км/сек. остается верхним пределом скорости.

Чтобы оценить порядок термоионной эмиссии, мы прежде всего должны сделать оценку интервала времени, в течение которого на Солнце устанавливается для корпускулярной эмиссии стационарное состояние. Пусть в некоторый момент $t = 0$ заряд Солнца был равен нулю. Тогда в последующий момент t число отрицательных частиц, вылетающих из Солнца, будет превышать число вылетающих положительных частиц. Число образовавшихся за время t избыточных протонов N_p будет равно:

$$N_p = 4\pi R_{\odot}^2 n_p, \quad (1)$$

где n_p — число избыточных протонов, приходящихся на 1 см² солнечной поверхности. Величина n_p задана условием⁽¹⁾:

$$n_p = \frac{n}{3\sqrt{\pi}} \left(\frac{2kT}{m_p} \right)^{1/2} \times \left\{ \left(\frac{m_p}{m_e} \right)^{1/2} \int_0^t (1 + \alpha\beta) e^{-\alpha\beta} dt - \int_0^t [1 + \alpha(1 - \beta)] e^{-\alpha(1-\beta)} dt \right\}, \quad (2)$$

где n — число всех протонов в 1 см³, ответственных за эмиссию частиц со скоростями, большими скорости отрыва $v_{p,e}$; $\beta = 1 - \frac{g_p}{g_0}$ (g_p — эффективное ускорение протонов); $\alpha = \frac{2.3 \cdot 10^7}{T}$.

При $T = 10^6$ уравнение (2) может быть переписано в форме

$$n_p = 0,24 \cdot 10^7 n \left\{ 42,9 \int_0^t [1 + 23 \beta(t)] e^{-23\beta(t)} dt - \int_0^t [1 + 23(1 - \beta(t)) e^{-23(1-\beta(t))}] dt \right\}. \quad (3)$$

Связь n_p и $\beta(t)$ определится соотношением:

$$Gm_p m_\odot \beta(t) = e^2 N_p = 4\pi R_\odot^2 e^2 n_p, \quad (4)$$

где через m_\odot и m_p обозначены, соответственно, масса Солнца и масса протона.

Тогда

$$\beta(t) = 1,52 \cdot 10^8 n \times \left\{ 42,9 \int_0^t [1 + 23\beta(t)] e^{-23\beta(t)} dt - \int_0^t [1 + 23(1 - \beta(t))] e^{-23(1-\beta(t))} dt \right\}. \quad (5)$$

Не решая интегральное уравнение (5), мы можем оценить порядок интервала t_0 , в течение которого $\beta(t)$ увеличится от нуля до максимального значения β , соответствующего стационарному состоянию.

Процесс установления стационарного состояния — это асимптотический процесс. Поэтому мы условимся считать стационарное состояние установившимся, если $\beta(t)$ отличается от β не более, чем на 0,01. В данном случае более точное решение дает $\beta = 0,59$. Наибольший интервал времени Δt протечет при изменении $\beta(t)$ от 0,58 до 0,59.

Тогда должно быть

$$10^{-2} = 1,52 \cdot 10^8 n \int_{t_0 - \Delta t}^{t_0} \{ 42,9(1 + u) e^{-u} - [1 + (23 - u)] e^{-(23-u)} \} dt, \quad (6)$$

где $u = 23\beta$. Так как при этом подинтегральное выражение приближенно равно $2 \cdot 10^{-4} \Delta t$, то $\Delta t \approx \frac{3 \cdot 10^{-7}}{n}$, а весь интервал времени, соответствующий изменению $\beta(t)$ от 0 до 0,59, будет иметь порядок

$$t_0 \approx \frac{10^{-6}}{n}. \quad (7)$$

Таким образом, стационарное состояние в солнечной короне устанавливается практически мгновенно. Действительно, для установления стационарного состояния необходимо, чтобы на площади 10^2 см^2 образовался всего один избыточный протон. Правда, вылетевшие частицы, если они не прошли расстояние порядка 10^9 см , еще не могут считаться покинувшими солнечную корону. Поэтому реальное время установления стационарного состояния должно иметь порядок нескольких десятков секунд. Число частиц одного знака со скоростью $v > v_0$ (v_0 превышает скорость отрыва), вылетающих в 1 сек. с 1 см^2 короны при стационарном состоянии, равно:

$$n' = 0,24 \cdot 10^4 T^{1/2} n \left(1 + \frac{6,05 \cdot 10^{-8} v_0^2}{T} \right) e^{-\frac{6,05 \cdot 10^{-8} v_0^2}{T}}. \quad (8)$$

Для $T = 4 \cdot 10^6$ численное решение уравнения стационарного состояния дает $\beta = 1$. Этой же температурой, повидимому, обладают наиболее яркие области короны. Полагая для этих областей $n = 10^8$ и $v = 1400$ км/сек., мы получим

$$n' \approx 10^3.$$

Снижая T до $2 \cdot 10^6$, мы будем иметь

$$n' \approx 10^{-10}.$$

Снижая одновременно v до 1000 км/сек., мы снова придем к $n' \approx 10^3$.

Таким образом, мы можем считать, что наиболее горячие области короны могут являться источниками протонной радиации (С-области по Вальдмейеру⁽³⁾).

Однако трудно допустить, что скорости вылетающих частиц могут быть очень большими. Во всяком случае, число частиц со скоростями порядка $2 \cdot 10^8$ и больше должно быть исключительно малым.

Важно отметить, что так как корпускулярный поток в среднем является нейтральным, то он не может получать никаких ускорений от заряда Солнца.

Интересно, что так как β сравнительно слабо зависит от g_0 (как показывают численные подсчеты), то поверхностная плотность заряда, изменяющаяся пропорционально $g_0 \beta$, должна достигать максимума на полюсах Солнца. Это неизбежно должно создавать постоянный ток, направленный от полюсов к экватору. Такой ток, в свою очередь, создаст магнитное поле, полюса которого совпадут с полюсами Солнца. Ввиду того что радиоактивность не может играть существенной роли в увеличении β , так как доля тяжелых элементов (уран, торий) в солнечной атмосфере ничтожна, значения β , превышающие 1, крайне мало вероятны. Более того, если даже допустить, что ионы Fe, Ni и Ca поддерживаются в короне силой электростатического отталкивания, то составляя уравнения вида

$$\beta i - A = 0,$$

где i — степень ионизации атома, а A — атомный вес, мы можем получить верхний предел β для внутренней короны. Для ионов Ca XV мы имеем $\beta_{\max} = 2,86$.

Так как и без положительного заряда, ввиду высокой корональной температуры, ионы Ca XV и другие не упали бы в обрабатывающий слой, то, очевидно, истинное значение β значительно ниже получаемого предельного значения и полностью определяется термоионной эмиссией. Считая для короны в среднем $T = 10^6$, получаем $\beta \approx 0,6$, $N_p = 6 \cdot 10^{20}$, $z_{\odot} = 2,8 \cdot 10^{11}$ электростат. ед. Напряжение электрического поля на поверхности Солнца окончательно получается равным $1,7 \cdot 10^{-8}$ В/см.

Пулковская обсерватория

Поступило
2 VII 1947

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ В. Крат, ДАН, 55, № 3, 207 (1947). ² Э. Р. Мустель, ДАН, 56, № 3, 245 (1947). ³ M. Waldmeier, Z. Astrophys., 19, 21 (1939); 20, 172 (1940); 21, 85 (1942); 21, 109 (1942); 21, 275 (1942).