ISSN 0233-7665. Кинематика и физика небесных тел. 1989. Т. 5. № 5

УДК 523.98

С. В. Куц, А. К. Юхимук

О механизме выхода вспышечных электронов

Исследуется вопрос о выходе вспышечных электронов высокой энергии из замкнутых магнитных полей на Солнце. В качестве механизма выхода рассмотрена циклотронная неустойчивость желобкового типа. Сделан вывод о том, что запаздывание второй группы электронов на 1 сут и больше связано с задержкой как в солнечных магнитных ловушках, так и в межпланетном пространстве.

ON THE MECHANISM OF ESCAPE OF FLARE ELECTRONS, by Kuts S. V., Yukhimuk A. K.— The problem of escape of the energetic flare-generating electrons from the magnetic traps is investigated. The riffle-type instability is considered as a possible mechanism of this electron ejection. The delay of the second group of flare electrons up to one day and more is shown to be associated with the delay both in solar magnetic loops and in the interplanetary space.

Известно, что электроны высокой энергии, ускоренные в процессе солнечной вспышки, выбрасываются в межпланетное пространство и движутся вдоль силовых линий межпланетного магнитного поля [6]. Механизмы ускорения частиц в солнечных вспышках рассмотрены во многих работах (см. [1, 4] и ссылки в них). Дальнейшие исследования показали, что выбрасываемые в межпланетное пространство электроны разделяются на две группы: 1) «прямые» электроны, достигающие орбиты Земли примерно через 1 ч после вспышки; 2) «задержавшиеся» электроны, приходящие к Земле через 1 сут и больше после вспышки. Интенсивность прямого потока медленно убывает в течение 1—2 сут, хотя сама вспышка продолжается обычно менее 1 ч. Можно предположить, что длительность потока прямых электронов связана с их диффузией из магнитной ловушки, образовавшейся в межпланетном пространстве после вспышки. Однако наблюдения показывают, что распределение скоростей частиц анизотропно, и они движутся от Солнца и через 10—15 ч после вспышки. Поэтому вопрос о длительности потока прямых электронов остается пока не решенным. Вторая группа электронов, по-видимому, захватывается магнитной ловушкой на Солнце и удерживается там до тех пор, пока под действием какого-то механизма не будет выброшена в межпланетное пространство. В качестве такого механизма можно рассматривать плазменную неустойчивость.

Мощные выбросы плазмы из магнитных ловушек в результате развития неустойчивостей неоднократно наблюдались в лабораторных условиях [5]. Так, на установке ПР-5 в результате развития потенциальной неустойчивости обнаружен эффект мощного выброса плазмы из ловушки, сопровождающийся циклотронным излучением. Электроны высокой энергии, ускоренные в процессе солнечной вспышки, захватываются корональной магнитной ловушкой и удерживаются ею. Наличие заряженных частиц высокой энергии в адиабатической ловушке может привести к развитию неустойчивости и выбросу их в межпланетное пространство.

В данной работе рассматриваются возмущения, распространяющиеся перпендикулярно магнитному полю петли. Дисперсионное соотношение для $k_{\parallel}=0$ имеет вид [2]:

$$\mathcal{E}_{11}(\mathcal{E}_{22}-N^2)+\mathcal{E}_{12}=0, \qquad (1)$$

где $$\mathcal{E}_{\alpha\beta}=\delta_{\alpha\beta}+\sum_{\alpha}\frac{4\pi e^2}{\omega}\left\langle\sum_{n=-\infty}^{\infty}v_{\perp}(\omega-n\omega_B)^{-1}(\partial f/\partial p_{\perp})Q_{\alpha\beta}\right\rangle;$$

$$Q_{11}=(nI_n/\xi)^2;\ Q_{22}=(I_n')^2;\ Q_{12}=inI_nI_n'/\xi;\ \langle\ldots\rangle=\int(\ldots)p_{\perp}dp_{\perp}dp_{\parallel}d\varphi;$$

$\xi = k_\perp v_\perp / \omega_B$; $I_n(\xi)$ — функция Бесселя n-го порядка. При $\xi \ll 1$ для I_n воспользуемся выражением

$$I_n(\xi) \approx (\xi/2)^n / \Gamma(n+1). \tag{2}$$

Для I_n' можно воспользоваться рекуррентным соотношением

$$I_n'(\xi) = nI_n(\xi)/\xi - I_{n+1}(\xi). \tag{3}$$

Рассмотрим частоты возмущений $\omega \approx \omega_B \ll kc$. Учитывая это и используя выражения (2) и (3), дисперсионное уравнение (1) можем записать в следующем виде:

$$1 + \frac{\pi}{2}\frac{4\pi e^2}{\omega}\int\limits_{-\infty}^{\infty} dp_\parallel \int\limits_0^{\infty} dp_\perp \varphi(p_\parallel, p_\perp)\, df/dp_\perp = 0, \tag{4}$$

где

$$\varphi(p_\parallel, p_\perp) = \sum_{n=-1}^{1} \frac{p_\perp^2 c^2 E^{-1}}{\omega - n\omega_B}, \quad E = mc^2.$$

Функцию распределения электронов высокой энергии, захваченных магнитной ловушкой, можно представить в виде

$$f(p_\parallel, p_\perp) = \frac{n_0 \delta(p_\perp - p_{\perp_0})}{4\pi^{3/2} m s_\parallel p_{\perp_0}} \left\{ \exp\left[-\left(\frac{p_\parallel - p_{\parallel_0}}{m s_\parallel}\right)^2\right] + \exp\left[-\left(\frac{p_\parallel + p_{\parallel_0}}{m s_\parallel}\right)^2\right]\right\}. \tag{5}$$

Подставляя (5) в (4) и проводя интегрирование по частям, получаем

$$1 - \frac{\omega_p^2}{8\sqrt{\pi}\, p_{\perp_0} s_\parallel}\int\limits_{-\infty}^{\infty} f_0(p_\parallel)\,(\partial\varphi/\partial p_\perp)\big|_{p_\perp = p_{\perp_0}} dp_\parallel = 0, \tag{6}$$

где

$$f_0(p_\parallel) = \exp\left[-\left(\frac{p_\parallel - p_{\parallel_0}}{m s_\parallel}\right)^2\right] + \exp\left[-\left(\frac{p_\parallel + p_{\parallel_0}}{m s_\parallel}\right)^2\right].$$

При небольшом разбросе частиц по скоростям функция f_0 имеет резкие максимумы при $p_\parallel = \pm p_{\parallel_0}$. Поэтому в (6) можно воспользоваться асимптотическими выражениями.

Известно, что если функция $\psi(t)$ может быть разложена в ряд Тейлора

$$\psi(t) = \sum_{m=0}^{l-1} C_m t^m + O(t^l); \quad C_m = \frac{1}{m!}\left.\frac{d^m\psi(t)}{dt^m}\right|_{t=0}, \tag{7}$$

то справедливо следующее выражение [3]:

$$\int\limits_{-a}^{a} \psi(t)\exp(-\lambda t^2)\,dt = \int\limits_{m=0}^{(l-1)/2} C_{2m}\frac{\Gamma(m+1/2)}{\lambda^{m+1/2}} + O(\lambda^{-(l-1)/2}). \tag{8}$$

Выполним разложение функции $\varphi(p_\parallel, p_\perp)$ в ряд и воспользуемся асимптотическим выражением (8). Поскольку мы рассматриваем колебания с частотой $\omega \approx \omega_B$, то в (6) оставим члены максимальной степени по $(\omega - \omega_B)^{-1}$. Тогда уравнение (4) окончательно можно записать в виде

$$1 + \frac{\omega_p^2}{4}\left[\frac{(v_{\perp_0}/c)^2}{(\omega - \omega_B)^2} + \frac{3}{2}\left(\frac{v_{\perp_0} v_{\parallel_0} s_\parallel}{c^3}\right)^2 \frac{\omega_B^2}{(\omega - \omega_B)^4}\right] = 0. \tag{9}$$

Полагая в (9) $\omega = \omega_B + i\gamma$, получаем выражение для инкремента неустойчивости:

$$\gamma(T_\parallel) = \gamma(0)\,[1 - \beta(T_\parallel)], \tag{10}$$

где

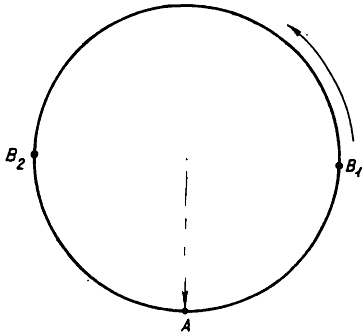
$$\gamma(0)=\frac{\omega_p}{2}\frac{v_{\perp_0}}{c};\quad \beta(T_{\parallel})=3\left(\frac{v_{\parallel_0}}{c}\frac{\omega_B}{\omega_p}\frac{s_{\parallel}}{c}\right)^2. \tag{11}$$

Поскольку $\gamma\sim v_{\perp_0}/c$, неустойчивость становится существенной при больших $v_{\perp_0}$. Однако, учитывая, что инкремент γ пропорционален $\omega_p\sim(1-v^2/c^2)^{1/4}$, то должна существовать $(v_{\perp_0})_{кр}$, при которой $\gamma=\gamma_{max}$, а при $v_{\perp_0}>(v_{\perp_0})_{кр}$ инкремент будет убывать с увеличением $v_{\perp_0}$. Из условия $\partial\gamma/\partial v_{\perp}=0$ находим

$$1-\frac{3}{2}\left(\frac{v_{\perp_0}}{c}\right)^2-\left(\frac{v_{\parallel_0}}{c}\right)^2=0. \tag{12}$$

Учитывая, что частицы с большими $v_{\parallel_0}$ уходят в конус потерь и гибнут в плотных слоях солнечной атмосферы, из (12) получаем $(v_{\perp_0})_{кр}\approx\left(\frac{2}{3}\right)^{1/2}c$. Максимальное значение инкремента $\gamma_{max}=\omega_p/\sqrt{6}$. С увеличением разброса частиц по скоростям инкремент неустойчивости убывает.

Физический механизм неустойчивости состоит в следующем. Рассмотрим группу электронов высокой энергии, равномерно распределенных по циклотронной окружности и вращающихся против часовой стрелки (рисунок). Если в некоторой точке A возникает малое возмущение, то появится электрическое поле E, которое будет ускорять частицы в точке B_1 и замедлять в точке B_2. А поскольку циклотронная частота является убывающей функцией энергии, то частицы в точке B_2 будут опережать, а в точке B_1 отставать от частиц с первоначальной энергией. Это приведет к тому, что электроны начнут втягиваться в область A. Возникшее в точке A возмущение будет нарастать.



Физический механизм неустойчивости ▶

Как уже отмечалось, «задержавшиеся» электроны появляются в околоземном пространстве спустя 1 сут и больше после вспышки. В то же время рассмотренная неустойчивость может развиваться очень быстро и, казалось бы, вторая группа электронов, ускоренная во время вспышки и захваченная магнитной ловушкой, должна появиться вблизи Земли значительно раньше. Столь длительная задержка второй группы электронов, по-видимому, связана с тем, что в солнечном ветре появляются возмущения магнитного поля, вызванные потоками прямых электронов и ударной волной, которые препятствуют свободному продвижению частиц в межпланетном пространстве.

1. *Дорман Л. И.* Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей.— М. : Наука, 1975.— 462 с.
2. *Михайловский А. Б.* Теория плазменных неустойчивостей.— М. : Атомиздат, 1975.— Т. 1.— 273 с.
3. *Свешников А. Г., Тихонов А. Н.* Теория функций комплексной переменной.— М. : Наука, 1970.— 303 с.
4. *Сомов Б. В.* Солнечные вспышки // Итоги науки и техники / ВИНИТИ. Астрономия.— 1987.— **34**.— 78 с.
5. *Чуянов В. А.* Адиабатические магнитные ловушки // Итоги науки и техники / ВИНИТИ. Физика плазмы.— 1980.— 1.— 119 s.
6. *van Allen J. A., Krimigis S. M.* Impulsive emission of $\sim$40-kev electrons from the Sun // J. Geophys. Res.— 1965.— **70**, N 23.— P. 5737—5751.

Глав. астрон. обсерватория АН УССР,
Киев

Поступила в редакцию 29.09.88,
после доработки 06.12.88