РЕЖИМЫ ДИФФУЗИИ НЕТЕПЛОВЫХ ЭЛЕКТРОНОВ НА ТУРБУЛЕНТНОСТИ ВИСТЛЕРОВ ВО ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЛЯХ

Мельников В.Ф.¹, Филатов Л.В.²

¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

²Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет,
Нижегород, Россия

REGIMES OF NON-THERMAL ELECTRONS DIFFUSION ON THE TURBULENCE OF WISTLERS IN FLARE LOOPS

Melnikov V.F.¹, Filatov L.V.²

¹Pulkovo Observatory of RAS, St.-Petersburg, Russia

²Nizhny Novgorod State University of Architecture and Civil Engineering,
Nizhny Novgorod, Russia

The modes of diffusion of nonthermal electrons on whistler turbulence in flare loops are investigated for the nonstationary case. It is shown that for the given injection time profile of nonthermal electrons, all three regimes of turbulent diffusion, weak, moderate, and strong, can be realized simultaneously. It was found that the reverse action of the formed whistler turbulence spectrum significantly changes the characteristics of the spatial, temporal, pitch-angular and energy distributions of electrons.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-205-208

Исследования циклотронной неустойчивости вистлеров в радиационных поясах Земли выявило три режима питч-угловой диффузии энергичных электронов на турбулентности вистлеров [1, 2]: слабую ($\tau > \sigma l/v$), умеренную ($l/v < \tau < \sigma L/v$) и сильную ($\tau < lL/v$), где τ – характерное время, за которое питч-угол электрона изменяется на угол $\pi/2$, σ – пробочное отношение магнитной ловушки, l – её полудлина. Решение стационарной задачи (с независимой от времени мощностью источника частиц) показало, что разным режимам соответствуют разные наборы параметров захваченных в ловушке и высыпавшихся из неё частиц. Это относится к концентрации, времени жизни, энергетическому и питч-угловому распределениям частиц. Переход от режима слабой к режиму сильной диффузии зависит от мощности стационарного источника частиц. В работе [3] эти режимы были применены к анализу удержания энергичных частиц в солнечных вспышечных петлях.

В нашей работе решена нестационарная задача, в которой учитывается, что нетепловые электроны импульсно, но в течение конечного времени, инжектируются в неоднородную по магнитному полю и плотности плазмы вспышечную петлю. В данном докладе мы ограничились обсуждением следующих вопросов: 1) могут ли во вспышечной петле одновременно реализоваться более одного режима диффузии; 2) как при этом изменяется форма энергетического спектра нетепловых электронов и как она зависит

от времени; 3) насколько заметно может отличаться питч-угловое электронов разных энергий?

Описание модели

За основу модельных расчётов взята модель, описанная нами ранее в работе [4]. В области вершины петли происходит нестационарная инжекция нетепловых электронов. Быстрый электрон в каждый момент t описывается дрейфовой координатой положения в петле s , энергией E (в долях $m_e c^2$), питч-углом α между вектором скорости электрона v и магнитным полем B , при этом $\mu = \cos \alpha$ – фазовая координата. Модель стационарного магнитного поля $B(s)$ и плотности фоновой плазмы $n(s)$ в петле длиной $2l$ задана в виде функций:

$$B(s) = B_0 \left[1 + (\sigma_B - 1) \cdot \left(\frac{s}{l} \right)^2 \right], \quad n(s) = n_0 \left[1 + (\sigma_n - 1) \cdot \left(\frac{s}{l} \right)^6 \right], \quad -l < s < +l,$$

где $l = 3 \times 10^9$ см, $\sigma_B = 5$, $B_0 = 50$ Гс, $n_0 = 5 \times 10^9$ см⁻³. Инжекция задаётся функцией источника со степенным энергетическим спектром $f(E, \mu) = A E^{-\delta} \exp(-\mu^2/\mu_0^2)$ с показателем $\delta = 3.6$ в области энергий от 30 кэВ до 10 МэВ, изотропным распределением по питч-углам и гауссовым профилем по времени с пиком в момент $t = 2.5$ с и полушириной 2.4 с.

Кинетическое уравнение в квазилинейном диффузионном приближении Фоккера-Планка для функции распределения быстрых электронов $f(E, \mu, s, t)$ имеет вид:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial s}(\dot{s}f) + \frac{\partial}{\partial \mu}(\dot{\mu}f) + \frac{\partial}{\partial E}(\dot{E}f) = \frac{\partial}{\partial \mu} \left((D_{\mu\mu}^C + D_{\mu\mu}^W) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right) + F(t, s, \mu, E)$$

где $\dot{s} = c\beta\mu$, $\dot{\mu} = -c\beta \frac{1-\mu^2}{2} \frac{d \ln B}{ds}$, $\dot{E} = -\frac{c}{\lambda_0} \frac{1}{\beta}$ – коэффициенты переноса, а $D_{\mu\mu}^W, D_{\mu\mu}^C$ – коэффициенты диффузии электронов на турбулентности вистлеров и кулоновских столкновениях соответственно:

$$D_{\mu\mu}^W = \frac{\pi \omega_e}{2B^2} \sum_r (1 - \mu_r^2) k_r W(k_r), \quad D_{\mu\mu}^C = \frac{c}{\lambda_0 \beta^3 \gamma^2} (1 - \mu^2).$$

Здесь c – скорость света, $\beta = v/c$, $\lambda_0 = \frac{1}{4\pi r_0^2 \cdot n(s) \cdot \ln \Lambda}$ – параметр столкновения, $\ln \Lambda \approx 20$ – кулоновский логарифм, $r_0 = 2.84 \times 10^{-13}$ см – классический радиус электрона, μ_r и k_r – резонансные значения косинуса питч-угла и волнового вектора, соответственно, W – плотность энергии вистлеров. В геометрическом приближении плотность энергии $W(k, s, t)$ вистлеров, распространяющихся в плазме, описывается уравнением:

$$\frac{\partial W}{\partial t} + v_g \frac{\partial W}{\partial s} = 2\eta W,$$

где ω , k – частота и волновые числа, v_g – групповая скорость, η – инкремент нарастания (затухания) волн [5]. Два приведенных выше уравнения

образуют систему согласованного описания взаимодействия электронов и вистлеров в петле.

Результаты численных экспериментов

Выбранные нами параметры модели обеспечили развитие конусной неустойчивости и, как следствие, эффективную генерацию турбулентности вистлеров инжектируемыми электронами, по крайней мере, в некоторых частотных полосах. Эта турбулентность рассеивает резонансные электроны, оказывая значительное влияние на питч-угловое распределение электронов, распространяющихся в петле, и, соответственно, на их временные и спектральные характеристики. В частности, рассеяние на турбулентности приводит к быстрому спаду концентрации резонансных электронов в определённом диапазоне энергий за счёт их рассеяния в конус потерь.

Рис. 1. Энергетические спектры коэффициента диффузии и функции распределения не-тепловых электронов в верхней части магнитной петли ($s \approx 10^9$ см от вершины), приведённые моментов времени 1.0, 1.6, 2.4, 3.2, ..., 8.6 с (линии – пунктирная, штриховая, штрих-пунктирная, и т.д.). На верхних панелях спектры приведены для питч-угла электронов $\alpha \approx 89^\circ$ (поперечные), на нижних – для питч-угла $\alpha \approx 10^\circ$ (продольные).

На рис. 1 на левых панелях для различных моментов времени показаны энергетические спектры суммарного коэффициента диффузии электронов $D_{\mu\mu}^w = D_{\mu\mu}^w + D_{\mu\mu}^c$. Видно, что его величина на 3–5 порядков превышает величину коэффициента диффузии из-за кулоновских столкновений. Кулоновский коэффициент диффузии мал по величине: $D_{\mu\mu}^c < 10^{-1}$ (сплошная наклонная линия в начале и конце энергетического диапазона). Это со-

ответствует характерному времени кулоновского рассеяния $\tau^c = 1/D_{\mu\mu}^c > 10$ с, что значительно превышает величину $l/v = 5 \times 3 \times 10^9 / 3 \times 10^{10} \approx 0.5$ с, граничную для режима слабой диффузии. Часть области энергий, где доминирует рассеяние на вистлерах ($D_{\mu\mu}^c < D_{\mu\mu}^w < 2$) также является областью рассеяния электронов в режиме слабой диффузии (диапазоны от 30 кэВ до 300–600 кэВ и от 5–7 МэВ до 10 МэВ). Режим умеренной диффузии для поперечных электронов ($\alpha \approx 89^\circ$, верхняя панель) реализуется в диапазоне энергий от 500 кэВ до 800 кэВ и около 4–5 МэВ, где $\tau = 1/D_{\mu\mu} < \sigma l/v = 0.5$ с, но $\tau > l/v \approx 0.1$ с ($2 \text{ с}^{-1} < D_{\mu\mu}^w < 10 \text{ с}^{-1}$). Для продольных электронов ($\alpha \approx 10^\circ$, нижняя панель) диапазон энергий, где действует режим умеренной диффузии, несколько шире. Как следует из графиков $D_{\mu\mu}^w$, режим сильной диффузии, $\tau = 1/D_{\mu\mu} < l/v = 0.1$ с ($D_{\mu\mu}^w > 10 \text{ с}^{-1}$) также может реализоваться в рассмотренной модели в диапазоне 1–4 МэВ, но кратковременно.

На правых панелях рис. 1 показана эволюция энергетических спектров «поперечных» и «продольных» электронов. Видно, что спектры претерпевают существенные изменения своей формы. От простого степенного с показателем $\delta = 3.6$ (пунктирная линия, момент $t = 1$ с) до сложного, характеризующегося сначала резким укрупнением в области энергий 200–500 кэВ, затем, наоборот, уплощением в области 500–1000 кэВ. Очевидно, что завал спектра в диапазоне 200–1000 кэВ прямо связан с диффузией на вистлерах. Именно в этом диапазоне, согласно графикам коэффициента диффузии, реализуются режимы сильного рассеяния на турбулентности.

Заключение

Показано, что при заданном временном профиле мощности инъекции нетепловых электронов все три режима турбулентной диффузии (слабой, умеренной и сильной) могут реализоваться одновременно. При этом каждому из режимов соответствует свой энергетический диапазон в спектре электронов. Установлено, что обратное воздействие сформировавшегося спектра турбулентности вистлеров значительно изменяет характеристики пространственного, временного, pitch-углового и энергетического распределений электронов. В частности, энергетический спектр электронов на интервале 30 кэВ – 10 МэВ может испытывать переходы от более пологого к более крутому и опять к более полугому.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 18–02–00856, 17–52–80064.

Литература

1. Kennel C.F., Petschek H.E. // J.Geophys, 1966, V. 71, №1, P.1-28.
2. Беспалов П.А., Трахтенгерц В.Ю. Альфеновские мазеры. – ИПФАН, 1986. – 190 с.
3. Bespalov P.A., Zaitsev V.V., Stepanov A.V. // ApJ, 1991, V. 374, P.369-373.
4. Filatov & Melnikov // Ge&Ae 2020 (accepted).
5. Каплан С.А., Цытович В.Н. Плазменная астрофизика. – М.: Наука, 1972. – 440 с.