

## ЭФФЕКТЫ ТУРБУЛЕНТНОГО РАЗЛЕТА ПРИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ НАГРЕВЕ ПЛАЗМЫ

В.Ю.Трахтенгерц

Аномально большое время жизни стимулированного электромагнитного излучения после выключения волны накачки в экспериментах по параметрическому нагреву ионосферы объясняется на основе эффектов турбулентного разлета облака надтепловых частиц в бесстолкновительной плазме.

Как известно, при параметрическом нагреве плазмы значительная доля энергии накачки идет на создание надтепловых электронов<sup>1, 2</sup>, которые резко увеличивают теплопроводность и препятствуют большой концентрации энергии в плазме. Однако на определенных уровнях мощности эта теплопроводность может быть существенно подавлена. Дело в том, что при достаточно большой энергии плазменной турбулентности надтепловые электроны из-за эффектов рассеяния на плазменных волнах начинают совершать броуновское движение, и их разлет приобретает диффузионный характер со скоростью разлета, много меньшей скорости отдельной частицы. После выключения волны накачки возникает индукционный эффект, когда уровень турбулентности поддерживается еще некоторое время надтепловыми электронами, накопившимися в слое в процессе ускорения, а разлет надтепловых частиц сохраняет турбулентный характер.

Эксперименты последних лет по параметрическому нагреву ионосферы, на наш взгляд, подтверждают описанные выше эффекты. При воздействии мощной КВ радиоволны на  $F$ -слой ионосферы было обнаружено сравнительно широкополосное стимулированное радиоизлучение с центральной частотой  $f$ , близкой к частоте волны накачки ( $f=f_0 \pm \Delta f$ ,  $\Delta f/f \sim 0,02$ <sup>3, 4</sup>). Механизм этого излучения, по-видимому, связан с конверсией плазменных волн в электромагнитное излучение на ионном звуке в процессе трехволнового взаимодействия<sup>3</sup>. Одновременно были обнаружены и надтепловые электроны, ускоренные до энергий  $W \sim 25 \div 30$  эВ<sup>5</sup>.

Удивительным фактом явилось то, что стимулированное излучение наблюдалось и после выключения волны накачки в течение времени  $\Delta t \sim 0,1$  с  $\gg \nu^{-1} \sim 3 \cdot 10^{-3}$  с, где обратная частота электронных соударений  $\nu^{-1}$  характеризует время жизни плазменных волн. Такую затяжку стимулированного излучения можно объяснить описанными выше индукционными эффектами, сопровождающими турбулентный разлет надтепловых электронов. Количественно эти эффекты можно описать на основе уравнений турбулентного разлета, полученных в<sup>6</sup>. В упрощенном виде эта система выглядит следующим образом:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial s} \frac{1}{D + D_0} \frac{\partial n}{\partial s} + q, \quad (1)$$

$$\frac{\partial D}{\partial t} = -(\nu + \alpha n)D + \beta \left| \frac{\partial n}{\partial s} \right|, \quad (2)$$

где  $n$  — число надтепловых частиц,  $s$  — координата, вдоль которой происходит разлет,  $D_0$  определяется уровнем параметрической турбулентности,  $D$  — интенсивностью плазменных волн, которые возбуждаются при разлете надтепловых электронов ( $D_0 = 12\pi^3 e^2 E_0 / m^2 v_0^5 k_0$ ,  $v_0$  — средняя скорость надтепловых электронов,  $k_0$  — характерное волновое число в спектре плазменных волн,  $E_0$  — плотность энергии параметрически возбужденных плазменных волн в единице объема,  $D$  определяется аналогичным выражением). Коэффициенты  $\alpha$  и  $\beta$  равны:

$$\alpha = \frac{3\omega_p}{4n_p \pi} \left( \frac{v_\Phi}{v_0} \right)^3, \quad \beta \approx 0,3 \frac{v_\Phi^2}{v_0^3} \frac{\omega_p}{n_p}, \quad (3)$$

где  $v_{\Phi}$  – минимальная фазовая скорость волн,  $n_p$  – плотность фоновой плазмы,  $\omega_p = (4\pi e^2 n_p / m)^{1/2}$  – ленгмюровская частота электронов. При записи (1) – (3) учтено, что ускорение электронов происходит практически только до энергии ионизации  $W_0$ , и основным эффектом является накопление в области взаимодействия надтепловых электронов с энергией  $\sim W_0$ ; источник  $q$  как раз описывает появление вторичных электронов при ионизации.

Стационарное решение системы (1) – (2) дает накопление надтепловых электронов в узком слое толщиной  $2s_0$ , где развивается параметрическая неустойчивость. После выключения волны накачки ( $D_0 = q = 0$ ) происходит следующее: профиль  $n(s)$  деформируется в ступеньку, а плазменные волны сосредотачиваются на фронте расширяющегося облака надтепловых электронов. Если не рассматривать переходные процессы на временах  $\Delta t \leq \nu^{-1}$ , то в (2) можно пренебречь производной  $\partial D / \partial t$ . В этом приближении решение (1) – (2) имеет вид:

$$\begin{aligned} n &= n_m(t) 1(s_{\Phi} - s), & D &= D_m(t) \delta(s - s_{\Phi}), \\ s_{\Phi} &= s_0 + ut, & D_m &= \frac{\beta n_m}{\alpha n_m + \nu}, \\ n_m &= \frac{n_{m0} s_0}{s_0 + ut}, & u &= \alpha / \beta \simeq v_{\Phi}. \end{aligned} \quad (4)$$

Таким образом, временные характеристики процесса после выключения накачки определяются тремя параметрами:  $n_{m0}$ ,  $s_0$  и  $v_{\Phi}$ . Минимальное значение фазовой скорости плазменных волн  $v_{\Phi} \geq 3v_{Te}$ ,  $v_{Te}$  – тепловая скорость электронов фоновой плазмы. Максимальная величина  $n_{m0}$  определяется порогом параметрической неустойчивости, т. е.  $n_{m0} = \alpha^{-1} \nu \delta$ , где величина надпороговости  $\delta$  в реальных экспериментах  $\sim 1 \div 10$ . Полагая  $v_{Te} \sim 2 \cdot 10^7$  см/с,  $\delta \sim 3$ ,  $\nu \sim 3 \cdot 10^2$  с $^{-1}$  и  $s_0 \sim 2$  км, получим, что  $D_m$  уменьшится на порядок за характерное время  $\tau_0 \sim (9\delta - 1)s_0 / v_{\Phi} \sim 0,1$  с, что неплохо согласуется с экспериментом. Оценим ширину спектра излучения. В соответствии с дисперсионным уравнением для плазменных волн  $\frac{\Delta f}{f} \simeq \frac{f_H^2}{2f^2} \Delta(\sin^2 \theta) + \frac{3}{2} \frac{k_0 v_{Te}^2}{\omega^2} \Delta k$ , где  $f_H$  – гирочастота электронов,  $\omega = 2\pi f$ ,  $\theta = (\mathbf{k} \mathbf{H})$ . В модели  $\Delta k \rightarrow 0$ ,  $\Delta \theta \sim 1$ . Таким образом,  $\Delta f / f \sim f_H^2 / 2f^2$ , что в ионосферных условиях составляет величину  $\Delta f / f \sim 0,03$ , близкую к наблюдаемой.

#### Литература

1. Еремин Б.Г., Костров А.В., Степанушкин А.Д., Фрайман Г.М. Физика плазмы, 1976, 2, 414.
2. Геккер И.Р. Взаимодействие сильных электромагнитных полей с плазмой, М.: Атомиздат, 1978, с. 245.
3. Thide B., Kopka H., Stubbe P. Phys. Rev. Lett., 1982, 49, 1561.
4. Thide B. et al. Proceedings of an Intern. Symposium "Active experiments in space", Alpbach, Austria, 1983, p. 19.
5. Carlson H.C., Wickmar V.B., Mantas G.P. J. Atm. Terr. Phys., 1982, 44, 1082.
6. Беспалов П.А., Трахтенгерц В.Ю. ЖЭТФ, 1974, 67, 969.