ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXX, № 12 РАДИОФИЗИКА 1987

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

УДК 551.510 535

ОЦЕНКА СНИЗУ ПЛОТНОСТИ НАДТЕПЛОВЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ИНТЕНСИВНОСТИ ПЛАЗМЕННОЙ ЛИНИИ В СПЕКТРЕ СИГНАЛА НЕКОГЕРЕНТНОГО РАДАРА

Б. Н. Левин

Плазменная линия (ПЛ) есть результат комбинационного рассеяния в плазме электромагнитных волн радара (НР) на плазменных, тепловых. Из условий сохранения энергии и импульса при обратном рассеянии для фазовой скорости рассеивающих плазменных волн следует

$$v_ф \sim c\nu_p/2\nu_r\,. \tag{1}$$

Здесь $2\pi\nu_p=\omega_p=\sqrt{4\pi e^2 n_0/m_e}$ — плазменная частота, ν_r — частота радара, c — скорость света. Интенсивность же ПЛ для заданной мощности НР определяется [1] интенсивностью плазменных флуктуаций в фазовой области (1). Усиление ПЛ, а, следовательно, увеличение уровня плазменных флуктуаций позволяют предположить появление надтепловых электронов с соответствующими фазовыми скоростями. Известно, что в присутствии надтепловых частиц в однородной бесстолкновительной плазме равновесный уровень плазменных флуктуаций в области $v_ф \gg v_{T_0}$ (v_{T_0} — тепловая скорость основной плазмы) определяется температурой надтепловой компоненты [2] $T_s \gg T_0$. Учет столкновений в этом случае приводит к сужению области параметров, где уровень флуктуаций значительно превышает тепловой [2].

В настоящей работе исследовано влияние неоднородности столкновительной плазмы на установление повышенного фона плазменных флуктуаций в присутствии надтепловых электронов Полученные соотношения позволяют по интенсивности ПЛ в спектре сигнала НР провести оценку минимальной плотности надтепловых электронов, ускоренных в области искусственной турбулентности (ИТ) в ионосфере

Уравнение переноса для спектральной плотности энергии плазменных волн W_k имеет вид [3]

$$v_{гр}\frac{dW_k}{dl}=\sum_{i=1}^{n}\sum_{j=1}^{m}\alpha_j^{(i)}-\sum_{i=1}^{n}\sum_{j=1}^{m}\beta_j^{(i)}W_k\,. \tag{2}$$

Здесь $\dfrac{d}{dl}=\dfrac{\partial}{\partial r}+\dfrac{\partial k}{\partial l}\dfrac{d}{dk}$, l — координата вдоль луча, r — пространственная координата, $v_{гр}$ — групповая скорость волн, α_k и β_k (индекс k опущен для упрощения записи) — коэффициенты, связанные следующим образом с излучательной способностью a_ω и коэффициентом поглощения μ:

$$\alpha_k=a_\omega v_{гр}/k^2; \tag{3}$$

$$\beta_k=\mu\, v_{гр}\,. \tag{4}$$

При этом суммируются коэффициенты α и β, описывающие n возможных механизмов (верхний индекс) взаимодействия волн с частицами m различных компонент плазмы (нижний индекс). Решение (2) имеет следующий вид:

$$W_k=\sum_{i=1}^{n}\sum_{j=1}^{m}\int_{l_0}^{l}\frac{a_j^{(i)}}{v_{гр}}\exp\left\{-\sum_{i=1}^{n}\sum_{j=1}^{m}\int_{l'}^{l}\mu_j^{(i)}dl''\right\}dl', \tag{5}$$

где $l=(1/2)(r+3v_{T_0}^2 L_{n_0}/v_ф^2$, L_{n_0} — характерный масштаб неоднородности основной плазмы, $l_0=l|_{v_ф=\infty}$.

Если частицы j-й компоненты плазмы имеют максвелловское распределение по скоростям, то $a_{\omega_j}^{(i)}$ и $\mu_j^{(i)}$ связаны законом Кирхгофа:

$$a_{\omega_j}^{(i)}/\mu_j^{(i)}=I_{\omega_j}^{(0)}=k^2T_j/(2\pi)^3. \tag{6}$$

Используя (6), нетрудно упростить интеграл:

$$\int_{l_0}^{l} \frac{a_j^{(i)}}{v_{\text{гр}}} \exp\left\{-\int_{l'}^{l} \mu_\eta^{(\xi)}\, dl''\right\} dl' \approx \frac{T_j}{(2\pi)^3} \frac{\tau_j^{(i)}}{\tau_\eta^{(\xi)}} (1-\exp(-\tau_\eta^{(\xi)})). \tag{7}$$

Здесь $\tau_j^{(i)} = \int_{l_0}^{l} \mu_j^{(i)} dl''$ — оптическая толщина. Из (7) следует, что (5) можно записать в виде

$$W_k \approx \frac{1}{\tau_{\max}} (1-e^{-\tau_{\max}}) \sum_{j=1}^{m} \left[\frac{T_j}{(2\pi)^3} \sum_{i=1}^{n} \tau_j^{(i)}\right], \tag{8}$$

где $\tau_{\max} = \max_{i,j}\{\tau_j^{(i)}\}$. Таким образом, чтобы определить уровень плазменных флуктуаций в столкновительной неоднородной плазме, достаточно знать оптическую толщину черенковского (индекс $i=1$) и тормозного ($i=2$) механизмов взаимодействия волна—частица. Для них в плазме ($j=0$) с малой добавкой надтепловых электронов ($j=s$) [3]:

$$\mu_j^{(1)} = \frac{\pi^2}{3} \frac{n_j}{n_0} \omega_p v_\Phi^4 f_j(v_\Phi)/v_{T_0}^2; \tag{9}$$

$$\mu_j^{(2)} = \frac{v_\Phi}{3v_{T_0}^2} \nu_{\text{эфф}_j}(T_j) \frac{n_j}{n_0}. \tag{10}$$

Здесь $\nu_{\text{эфф}_j}(T_j)$ — эффективная частота соударений электронов j-й компоненты с тяжелыми частицами.

Рассмотрим известный эксперимент [4], проведенный в Аресибо. В нем осуществлялся периодический нагрев ионосферной плазмы вблизи максимума ночного F-слоя с помощью мощного передатчика на частоте $\nu=7{,}63$ МГц. Для диагностики ионосферы использовался НР на частоте $\nu_r=430$ МГц. Для диапазона высот ($\Delta h \gtrsim 30$ км), значительно более широкого, чем занимает область нагрева, в спектре радара наблюдалось коррелирующее по времени с работой нагревного передатчика усиление ПЛ на один-два порядка от невозмущенной. Указанный результат связывается с появлением надтепловых электронов с температурой $T_s \sim 10^2 T_0$, ускоренных в области ИТ, присутствие которых в области рассеяния сигнала приводит к подъему равновесного уровня плазменных флуктуаций.

На основе (8)—(10) легко сделать оценку снизу концентрации частиц n_s, ускоренных в области ИТ. В отсутствие надтепловых частиц вблизи максимума F-слоя ночной ионосферы, где $L_{n_0} \sim 50$ км, $\nu_p \sim 6$ МГц, $T_0 \sim 10^3$ K, в области энергий $E=m_e v_\Phi^2/2 \lesssim 0{,}3$ МэВ $W_k \approx T_0/(2\pi)^3$. В присутствии надтепловых электронов в области $E_1^* \lesssim E \lesssim E_2^*$ уровень W_k определяется именно горячими электронами:

$$W_k \approx \frac{3}{\sqrt{2}} \chi \frac{v_\Phi}{v_{T_s}} \frac{T_s}{(2\pi)^3} \exp\{-v_\Phi^2/2v_{T_s}^2\}. \tag{11}$$

Здесь $E_1^* \sim T_0^2/\chi^2 T_s$, $E_2^* \sim T_s \ln(\chi T_s/T_0)$, $\chi = \frac{\sqrt{\pi}}{6} \frac{n_s}{n_0} \frac{\omega_p}{\nu_{\text{эфф}_0}(T_0)}$. Нетрудно установить, что для $T_s \sim 10^2 T_0$ интенсивности плазменных флуктуаций на один-два порядка выше фоновой в области 5 эВ $\lesssim E \lesssim 20$ эВ отвечает концентрация надтепловых электронов, по крайней мере, не ниже $n_s \sim 1$—10 см$^{-3}$ соответственно.

Используя НР с частотой $\nu_r \sim 150$ МГц, такие, как вблизи Харькова (СССР) [5] и Тромсё (Норвегия) [6], можно исследовать, согласно (1), распределение высыпающихся электронов в области энергий $E \sim 40 \div 200$ эВ. Всенаправленные потоки J этих частиц на ионосферных высотах по данным многих авторов [7] достигают днем $J \sim 2\cdot 10^8$ частиц/см$^2\cdot$с на средних широтах и $J \sim 2\cdot 10^9$ частиц/см$^2\cdot$с в полярных областях. Таким потокам, согласно (8), отвечает температура плазменных флуктуаций в том же интервале энергий $T \gtrsim 2\cdot 10^5$ K и $T \gtrsim 2\cdot 10^6$ K соответственно, что должно приводить к значительному росту интенсивности ПЛ в спектре НР при переходе от низких плазменных частот $\nu_p \sim 4$ МГц к высоким $\nu_p \sim 8$ МГц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Трахтенгерц В. Ю. — Изв. вузов — Радиофизика, 1968, 11, № 12, с. 1819.
2. Perkins F., Salpeter E. E. — Phys. Rev., 1965, 139, A 55.
3. Железняков В. В. Электромагнитные волны в космической плазме. — М.: Наука, 1977.
4. Carlson H. C., Wickwar V. B., Mantas G. P. — J. Atm. Terr. Phys., 1982, 44, p. 1089.
5. Таран В. И. — Радиотехника и электроника, 1976, 21, с. 40.

6. Hedberg Å., Thide B., Boström R., Derblom H, Kopka H., Stubbe P. — J. Geophys Res., 1984, 89A, p. 11038.
7. Иванов-Холодный Г. С., Никольский Г. М. Солнце и ионосфера. — М · Наука, 1969.

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию 30 июня 1986 г.

УДК 538.56:519.25

ОБ ОДНОМ ИНТЕГРАЛЬНОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ ДЛЯ ФУНКЦИИ ГРИНА НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЫ

С. А. Колычев, А. П. Ярыгин

В последнее время при исследовании вопросов распространения волн все более широкое применение находят методы, основанные на интегральных представлениях полей [1–3].

В настоящей работе рассматривается один из возможных способов построения интегрального представления функции Грина уравнения Гельмгольца для неоднородной среды. Построение проводится по следующей схеме.

Пусть необходимо найти удовлетворяющее условию излучения решение уравнения

$$\Delta G + k^2\varepsilon(\boldsymbol{r})G = \delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_1), \tag{1}$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, $\varepsilon(\boldsymbol{r})$ — диэлектрическая проницаемость среды. В качестве вспомогательного для построения интегрального представления G возьмем решение g уравнения Шредингера ($\hbar = 1/k$, $m = 1/2$)

$$-\frac{i}{k}\frac{\partial g}{\partial t} + \frac{1}{k^2}\Delta g + \varepsilon(\boldsymbol{r})\, g = 0 \tag{2}$$

с начальным условием

$$g|_{t=t_1} = \delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_1). \tag{3}$$

(При данном выборе констант размерность параметра t совпадает с размерностью $\boldsymbol{r}$)

Легко видеть, что в этом случае для G справедливо выражение

$$G = (i/k)\int_{t_1}^{\infty} g\,dt. \tag{4}$$

Важной особенностью выражения (4) является то, что при расчетах G, основанных на ВКБ-приближении для g, можно использовать тот же аппарат, который обычно применяется при геометрооптическом решении уравнения (1), получить при этом более обширную информацию и дать наглядную интерпретацию результата.

Действительно, ВКБ-приближение для функции g имеет вид

$$g = \varphi(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_1, t, t_1)\exp\{-ikS(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_1, t, t_1)\}, \tag{5}$$

где S — функция, являющаяся решением уравнения Гамильтона—Якоби с гамильтонианом $H = p^2 - \varepsilon(\boldsymbol{r})$, а φ — удовлетворяющая уравнению переноса амплитудная функция. Функции φ и S могут быть найдены интегрированием вдоль траектории канонической системы:

$$\frac{d\tilde{r}^i}{d\tau} = \frac{\partial H}{\partial p^i}, \quad \frac{dp^i}{d\tau} = -\frac{\partial H}{\partial \tilde{r}^i}; \tag{6}$$

$$\tilde{r}^i|_{\tau=t_1} = r_1^i, \quad \tilde{r}^i|_{\tau=t} = r^i. \tag{7}$$

Выражение для S при этом представляет собой обычный интеграл по τ от лагранжиана системы. Выражение для φ можно найти, принимая во внимание тот факт, что при малых $\Delta t = \tau - t_1$ функция φ должна иметь вид, соответствующий случаю свободного пространства, тогда

$$\varphi = \lim_{\Delta t\to 0}\left(\frac{ik}{4\pi\Delta t}\right)^{1/2}\exp\left\{-\int_{t_1+\Delta t}^{t}\Delta S(\tilde{r}(\tau), r_1, \tau, t_1)\,d\tau\right\}, \tag{8}$$

где N — размерность $\boldsymbol{r}$.