ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXIX, № 7 *РАДИОФИЗИКА* *1986*

УДК 550.388.2

КВАЗИЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ АВРОРАЛЬНОГО ЭЛЕКТРОДЖЕТА

А. В. Волосевич

Показано, что вследствие развития в плазме неустойчивости увеличивается эффективная частота столкновений электронов, что приводит к стабилизации неустойчивости и образованию квазистационарного состояния. Характерные особенности этого квазистационарного состояния могут быть обнаружены в экспериментах по авроральному рассеянию радиоволн.

1. В настоящее время улучшение экспериментальной техники для изучения аврорального рассеяния радиоволн стимулировало теоретическое исследование механизмов образования ионосферных неоднородностей. Как известно, в E-области авроральной ионосферы при наличии электрического поля, ортогонального направлению магнитного поля Земли, возникают плазменные неустойчивости [1–3]. Механизм возникновения неустойчивостей обусловлен поперечным дрейфом электронов относительно ионов в скрещенных электрическом и магнитном полях вследствие выполнимости в E-области ионосферы условий $\nu_e \ll \omega_{He}$ и $\nu_i \gg \omega_{Hi}$ (где ν_e и ν_i — частоты столкновений электронов и ионов с нейтралами, ω_{He}, ω_{Hi} — гирочастоты). Линейная теория фарлей-бунемановской и дрейфово-градиентной неустойчивости в настоящее время достаточно хорошо изучена и с успехом применяется для исследования оптимальных условий генерации авроральных неоднородностей [4, 5]. Однако экспериментальное изучение аврорального рассеяния радиоволн выявило ряд особенностей, не соответствующих линейной теории, и поставило задачу исследования нелинейной стадии развития неустойчивости. Для практических приложений наибольший интерес представляет изучение механизмов, приводящих к образованию квазистационарного состояния, при котором линейный рост неустойчивых волн сбалансирован некоторым нелинейным механизмом. Ниже рассматривается одна из возможностей установления квазистационарного состояния неустойчивой ионосферной плазмы.

2. В линейной теории плазменных неустойчивостей обычно предполагается, что в плазме существуют малые возмущения, которые не взаимодействуют между собой. Если же амплитуды волн в результате развития неустойчивости становятся конечными, то нелинейные эффекты приведут к взаимодействию этих движений друг с другом. Если неустойчивость приводит к возбуждению собственных колебаний плазмы с малой амплитудой, то нелинейное взаимодействие таких колебаний между собой является слабым и позволяет рассматривать их в первом приближении как независимые. Ниже в рамках этих предположений исследуется квазилинейное взаимодействие волна—частица. При наличии столкновений квазистационарное состояние устанавливается под действием двух факторов: квазилинейной диффузии, приводящей к «плато» на функции распределения частиц по скоростям, и столкновений, стремящихся восстановить максвелловскую функцию распределения. С учетом этих двух факторов рассмотрим систему кинетических уравнений заряженных частиц с интегралом столкновений в форме БГК [4]:

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \boldsymbol{v}_\alpha \frac{\partial f_\alpha}{\partial \boldsymbol{r}} + \frac{e_\alpha}{m_\alpha}\left(\boldsymbol{E} + \frac{1}{c}[\boldsymbol{v}_\alpha, \boldsymbol{B}]\right)\frac{\partial f_\alpha}{\partial \boldsymbol{v}_\alpha} =$$
$$= -\nu_{\alpha n}\left(f_\alpha - \Phi_{\alpha n}\int f_\alpha\, d\boldsymbol{v}_\alpha\right), \quad \Phi_{\alpha n} = \left(\frac{m_\alpha}{2\pi T_\alpha}\right)^{3/2} \exp - (mv_\alpha^2/2\,T_\alpha). \tag{1}$$

Индекс «α» относится к заряженным частицам, «n» — к нейтральным, остальные обозначения общепринятые. Разбивая функцию распределения на медленно меняющуюся часть $f_0(t)$ и быстро осциллирующую часть f_α ($f_\alpha = f_{0\alpha} + f_{1\alpha}$, $|f_{1\alpha}| \ll |f_{0\alpha}|$) и стандартным методом линеаризуя уравнение (1), после усреднения получаем

$$\frac{\partial f_{0\alpha}}{\partial t} + \boldsymbol{v}_{0\alpha}\frac{\partial f_{0\alpha}}{\partial \boldsymbol{r}} = -\frac{e_\alpha}{m_\alpha}\left(E_0 + \frac{1}{c}[\boldsymbol{v}_{0\alpha}, \boldsymbol{B}]\right)\frac{\partial f_{0\alpha}}{\partial \boldsymbol{v}_\alpha} - \nu_{\alpha n}(f_{0\alpha} - N_0\Phi_{\alpha n}) -$$
$$- \frac{e_\alpha}{m_\alpha}\left\langle E_1 \frac{\partial f_{1\alpha}}{\partial \boldsymbol{v}_\alpha}\right\rangle. \tag{2}$$

Индекс «0» относится ко всем невозмущенным величинам, «1» — к возмущениям, которые (предполагаем) изменяются пропорционально $\exp(-i\omega t + i\boldsymbol{kr})$ и являются величинами, много меньшими невозмущенных величин. Угловые скобки обозначают усреднение по пространству. Домножая обе части уравнения (2) на $m_\alpha \boldsymbol{v}_\alpha$ и затем интегрируя по $d\boldsymbol{v}_\alpha$, получаем

$$m_\alpha N_{0\alpha}\frac{d\boldsymbol{u}_{0\alpha}}{dt} = e_\alpha N_{0\alpha}\left(E_0 + \frac{1}{c}[\boldsymbol{u}_{0\alpha}, \boldsymbol{B}]\right) - \nu_{\alpha n} m_\alpha N_{0\alpha}\boldsymbol{u}_{0\alpha} + e_\alpha \times$$
$$\times \int \langle E_1 f_{1\alpha}\rangle\, d\boldsymbol{v}_\alpha. \tag{3}$$

Здесь $\boldsymbol{u}_{0\alpha} \equiv \frac{1}{N_{0\alpha}}\int \boldsymbol{v}_\alpha f_{0\alpha} d\boldsymbol{v}_\alpha$ — дрейфовая скорость заряженных частиц. Для нахождения $f_{0\alpha}$, $\boldsymbol{u}_{0\alpha}$ в низшем порядке по E_1 нужно вычислить $f_{1\alpha}$ согласно линейной теории. Преобразуем последний член уравнения (3):

$$\langle E_1 f_{1\alpha}\rangle = \frac{1}{V}\int E_1 f_{1\alpha}\, d\boldsymbol{r} = \frac{1}{V}\int d\boldsymbol{r}\int E_q f_{\alpha k} e^{i\boldsymbol{kr} + i\boldsymbol{qr}}\frac{d\boldsymbol{k}\, d\boldsymbol{q}}{(2\pi)^6} =$$
$$= \frac{1}{V}\int \frac{d\boldsymbol{k}}{(2\pi)^3} E_{-\boldsymbol{k}} f_{\alpha \boldsymbol{k}}. \tag{4}$$

Далее, предполагая, что волны электростатические, $\boldsymbol{E}_{\boldsymbol{k}} = -\nabla\Phi_{\boldsymbol{k}}$ ($\Phi_{\boldsymbol{k}}$ — потенциал электрического поля), а также используя связь потенциала $\Phi_{\boldsymbol{k}}$ с возмущенной плотностью заряженных частиц, определенную в линейной теории [6],

$$\Phi_k = i\frac{\boldsymbol{k}\boldsymbol{u}_0 M\nu_i}{k^2 N_0 e(1 + \hat{R})} n_{\boldsymbol{k}}, \quad \hat{R} = \frac{\nu_i \nu_e}{\omega_{Hi}\omega_{He}}\left(1 + \frac{\omega_{He}^2}{\nu_e^2}\frac{k_z^2}{k^2}\right), \tag{5}$$

получаем уравнение для электронов:

$$m_e N_0 \frac{d\boldsymbol{u}_{0e}}{dt} = -e N_0\left(E_0 + \frac{1}{c}[\boldsymbol{u}_{0e}, \boldsymbol{B}]\right) - \nu_e m_e N_0 \boldsymbol{u}_{0e} -$$
$$- \frac{M\nu_i N_0}{1 + \hat{R}}\int \frac{\boldsymbol{k}(\boldsymbol{k}\boldsymbol{u}_0)}{k^2}\rho_{\boldsymbol{k}}^2\, d\boldsymbol{k}. \tag{6}$$

Здесь обозначено

$$\frac{1}{V}\frac{1}{N_0^2}\int\frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3}\,n_{-k}n_k \equiv \int \rho_k^2\,d\mathbf{k}\,.$$

Соотношение (6) можно записать, вводя эффективную частоту столкновений электронов:

$$m_e N_{0e}\frac{d\mathbf{u}_{0e}}{dt} = -eN_{0e}\left(\mathbf{E}_0+\frac{1}{c}\,[\mathbf{u}_0,\mathbf{B}]\right)-\nu_e^{\text{эфф}}\,m_e N_{0e}\,\mathbf{u}_{0e}\,; \tag{7}$$

$$\nu_e^{\text{эфф}} = \nu_e+\frac{M\nu_i}{m_e(1+\hat{R})}\int\rho_k^2\,d\mathbf{k} = \nu_e\left[1+\frac{M\nu_i}{m_e\nu_e(1+\hat{R})}(\delta n)^2\right]. \tag{8}$$

При ионосферных параметрах, соответствующих высоте 100 км, $\nu_i/\nu_e\sim 0{,}2$, $M/m\sim 2\cdot10^4$ и при уровне флуктуаций $(\delta n)^2\sim 3\cdot10^{-3}$ эффективная частота столкновений электронов увеличивается на порядок. Заметим, что изменение дрейфовой скорости электронов, ортогональной магнитному полю, вследствие замагниченности электронов $(\omega_{He}\gg\nu_e^{\text{эфф}})$ незначительно.

Таким образом, квазилинейное взаимодействие частиц с волнами и потери импульса частицами приводят к существенному увеличению частоты столкновений.

3. Далее рассмотрим, к каким эффектам может привести увеличение частоты столкновений электронов вследствие наличия в среде турбулентности.

Воспользуемся известным из линейной теории [4–6] выражением для инкремента нарастания волн и закона дисперсии:

$$\gamma = \frac{\hat{R}}{\nu_i(1+\hat{R})}\left[(\omega-\mathbf{k}\,\mathbf{u}_{0i})^2-k^2c_s^2+(\omega-\mathbf{k}\mathbf{u}_{0i})\frac{\omega_{He}\nu_i}{\nu_e}\,\eta\right]; \tag{9}$$

$$c_s^2=\frac{T_i+T_e}{M},\qquad \eta=\frac{([\boldsymbol{\varkappa},\mathbf{k}]\,\mathbf{e}_z)}{k^2},\qquad \varkappa=\frac{1}{N_0}\frac{\partial N_0}{\partial r},$$

$$\omega=(\mathbf{k}\,\mathbf{u}_{0e}+\hat{R}\,\mathbf{k}\,\mathbf{u}_{0i})/(1+\hat{R}). \tag{10}$$

Исследование выражений (9), (10) показывает, что с ростом $\hat{R}$ инкремент нарастания волн вначале резко увеличивается, быстро достигая своего максимального значения: $R_{\max}\approx\frac{1}{2}\frac{a-1}{a+1}$, $a=u_d^2/c_s^2$, $u_d=u_{0e}-u_{0i}$, а затем медленно уменьшается. При $R>R_{\max}$ увеличение ν_e). $\hat{R}$ приводит к уменьшению инкремента, а также к расширению конуса генерации волн относительно ракурсного угла ψ (ψ — угол между направлением распространения волны и направлением, ортогональным магнитному полю) [7]. Случай $\eta=0$ соответствует возбуждению фарлей-бунемановской неустойчивости. Срыв неустойчивости в этом случае происходит при условии $\gamma_{QL}=0$:

$$\frac{u_d\cos\varphi}{c_s}-1=\hat{R}\left[1+\frac{M\nu_i}{m\nu_e(1+\hat{R})}(\delta n)^2\right]. \tag{11}$$

Отсюда получаем оценку квазилинейного стационарного уровня турбулентности:

$$(\delta n)^2=\frac{\omega_{Hi}^2}{\nu_i^2}\left[\frac{u_d\cos\varphi}{c_s}-(1+\hat{R})\right]\equiv\frac{\omega_{Hi}^2}{\nu_i^2}\,Q\,, \tag{12}$$

Q — степень надкритичности. При выбранных параметрах $u_d/c_s \sim 1{,}1$, $\omega_{Hi}/\nu_i \sim 0{,}1$ получаем значение $(\delta n)^2 \sim 10^{-3}$, что соответствует уровню турбулентности порядка 3%.

Фазовая скорость волн для фарлей-бунемановской неустойчивости в квазилинейной теории постоянна и приблизительно равна скорости ионного звука c_s, как следует из соотношений (10) и (12), т. е. не зависит от величины дрейфовой скорости электронов и, следовательно, от величины электрического поля.

Для случая градиентно-дрейфовой неустойчивости при $u_d < c_s$ квазилинейный эффект проявится не только в увеличении затухания (второй член выражения (9)), а также в уменьшении члена накачки волн. Стационарное состояние определится соотношением $\gamma_{QL} \sim 0$:

$$(\delta n)^2 = \left(1 + \frac{\hat{R}}{(1+\hat{R})^2}\right)^{-1} \frac{m\nu_i}{M\nu_e} Q, \tag{13}$$

$Q = \dfrac{k u_d \omega_{He} \nu_i \eta}{\nu_e k^2 c_s^2 (1+\hat{R})} - 1$ — степень надкритичности. При выбранных параметрах $(\delta n)^2 \sim Q \cdot 3 \cdot 10^{-4}$, т. е. этот уровень стабилизации существенно ниже уровня стабилизации фарлей-бунемановской неустойчивости, что свидетельствует об эффективности этого механизма. Фазовая скорость волн в этом случае соответствует линейной фазовой скорости и будет зависеть от дрейфовой скорости электронов и от угла между ее направлением и направлением распространения волны.

Отметим, что другим эффектом квазилинейного увеличения эффективной частоты столкновений является увеличение возможного диапазона ракурсных углов. Этот эффект рассматривался в работе [7].

Таким образом, рассмотренный квазилинейный механизм является достаточно эффективным для стабилизации неустойчивостей аврорального электроджета. Следствием действия этого механизма является расширение возможного диапазона ракурсных углов, а также наблюдение фазовой скорости волн порядка скорости звука для фарлей-бунемановской неустойчивости. Эти эффекты могут быть обнаружены в экспериментах по авроральному рассеянию радиоволн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fejer B. G., Kelley M. C. — Rev. Geophys. Space Phys., 1980, 18, p. 401.
2. Farley D. T. — J. Geophys. Res., 1963, 68, p. 6083.
3. Buneman O. — Phys. Rev. Lett., 1963, 10, p. 285.
4. Гершман Б. Н., Игнатьев Ю. А., Каменецкая Г. Х. Механизмы образования ионосферного спорадического слоя E на различных широтах. — М.: Наука, 1976.
5. Волосевич А. В. В кн.: Явления в полярной ионосфере. — Л.: Наука, 1978, с. 50.
6. Волосевич А. В., Липеровский В. А., Лившиц М. А. В кн.: Исследование высокоширотной ионосферы и магнитосферы Земли. — Л.: Наука, 1982, с. 80.
7. Волосевич А. В., Липеровский В. А. — Геомагнетизм и аэрономия, 1975, 15, с. 74.

Могилевский государственный педагогический институт

Поступила в редакцию 28 января 1985 г.

QUASI-LINEAR THEORY OF IRREGULARITIES OF THE AURORAL ELECTROJET

A. V. Volosevich

It is shown that an effective collision frequency of electrons increases in consequence of development of the plasma instability. This effect leads to stabilization of the instability. The typical features of this quasi-stationary state can be found in the auroral radar measurements.