Краткие сообщения по физике № 7 1975

НАГРЕВ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ РЕЗОНАНСЕ НА НИЖНЕЙ ГИБРИДНОЙ ЧАСТОТЕ

И. С. Байков

УДК 533.951

Получена скорость нагрева электронов плазмы в результате развития параметрических неустойчивостей вблизи нижней гибридной частоты, возбуждаемых мощной внешней волной накачки. Определены условия наиболее эффективной передачи энергии накачки ионам.

В настоящее время хорошо известно, что волны в плазме могут взаимодействовать с частицами вблизи резонансных частот плазмы и передавать свою энергию частицам. В плазме, находящейся в постоянном магнитном поле, резонансные частоты зависят от направления распространения волны относительно магнитного поля. Если в плазме параметрически возбуждаются продольные волны, то энергия волн вблизи верхней гибридной частоты поглощается практически только электронами, а вблизи нижней гибридной частоты как электронами, так и ионами. Возбуждение волн вблизи таких гибридных резонансов будет приводить к нагреву плазмы благодаря эффективному поглощению энергии волн частицами. Возбуждая нижний гибридный резонанс, можно эффективно нагревать ионы. В данной работе использован квазилинейный подход для исследования нагрева электронов на гидродинамической стадии параметрического возбуждения нижнего гибридного резонанса в сильном электрическом поле и показано, что на гидродинамической стадии развития турбулентного состояния параметрически неустойчивой плазмы электроны получают бо́льшую часть энергии от поля накачки по сравнению с ионами. Указаны условия наиболее оптимального нагрева ионов на нижней гибридной частоте.

Рассмотрим плазму, помещенную в постоянное магнитное поле $B\cdot\hat{\vec{z}}$ и переменное электрическое поле $\vec{E} = \vec{E}_0 \sin\omega_0 t$, частота которого близка к нижней гибридной частоте $\omega_H = \omega_{pi}\left(1 + \omega_{pe}^2/\Omega_e^2\right)^{-1/2}$.

В квазилинейном приближении можно написать следующее уравнение, описывающее релаксацию медленно меняющейся части функции распределения электронов в параметрически неустойчивой плазме в магнитном поле (сравни с /I-3/):

$$\frac{\partial F_e(\vec{v},t)}{\partial t} = -\frac{e^2}{m_e^2}\sum_{n,s=-\infty}^{\infty}\int\frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3}\left(k_z\frac{\partial}{\partial v_z}+\frac{s\Omega_e}{v_\perp}\frac{\partial}{\partial v_\perp}\right)\times$$

$$\times J_s^2\left(\frac{k_\perp v_\perp}{\Omega_e}\right)|\varphi(\vec{k},t)|^2 J_n^2(a_B)\left|\frac{\delta\varepsilon_i(\omega,\vec{k})}{\varepsilon(\omega+n\omega_o,\vec{k})}\right|^2\times$$

$$\times \mathrm{Im}\left(\frac{1}{\omega+n\omega_o-s\Omega_e-k_zv_z+i\gamma}\right)\left(k_z\frac{\partial}{\partial v_z}+\frac{s\Omega_e}{v_\perp}\frac{\partial}{\partial v_\perp}\right)F_e(\vec{v},t). \quad (I)$$

Нас будет интересовать случай, когда ионы являются незамагниченными, а электроны замагниченными, т.е. $\Omega_i \ll \omega_o \sim \omega_H \ll \Omega_e$ и $k_\perp v_{Te} \ll \Omega_e$, где $k_\perp$ – поперечный компонент волнового вектора возбуждаемых волн. В этих условиях, используя уравнение (I) можно убедиться, что средняя энергия электронов изменяется практически только вдоль направления постоянного магнитного поля. В сильном электрическом поле накачки на гидродинамической стадии развития параметрической неустойчивости, когда изменения функции распределения частиц еще мало влияют на инкремент неустойчивости, уравнение (I) позволяет в рамках сделанных предположений получить следующее выражение для скорости изменения средней продольной энергии электронов в параметрически неустойчивой плазме:

$$\frac{\partial T_{\parallel e}}{\partial t} = \frac{\omega_{pe}^2}{2\pi n}\int\frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3}\sum_{s=-\infty}^{\infty}\frac{k_z^2\gamma_m}{(\omega+s\omega_o)^2+\gamma_m^2}|\varphi(t)|^2 J_s^2(a_B)\times$$

$$\times\left|\frac{\delta\varepsilon_i(\omega,\vec{k})}{\varepsilon(\omega+n\omega_o,\vec{k})}\right|^2. \quad (2)$$

Здесь γ_m – максимальное значение инкремента параметрической неустойчивости,

$$a_B = \left[(k_\parallel r_\parallel)^2 + (\vec{k}_\perp\vec{r}_\perp)^2\right]^{1/2},\quad r_\parallel = \frac{eE_{oz}}{m_e\omega_o^2},\quad \vec{r}_\perp = \frac{c}{\omega_o B_o^2}\left[\vec{E}_o\times\vec{B}\right].$$

Для частот накачки ω_0, близких к нижней гибридной частоте, выражение (2) можно представить в виде

$$\frac{\partial T_{\parallel e}}{\partial t} = \frac{\omega_{pe}^2}{8\pi n} \int \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3} k_z^2 \, |\varphi_0(t)|^2 J_1^2(a_B) \frac{\gamma_m \omega_H^4}{(\omega^2 + \gamma_m^2)^2} \times$$

$$\times \left[\frac{1}{(\omega + \delta)^2 + \gamma_m^2} + \frac{1}{(\omega - \delta)^2 + \gamma_m^2} \right], \qquad (3)$$

где $\delta = \omega_0 - \omega_H \sqrt{1 + q}$ – расстройка нижнегибридного резонанса, $q = \frac{k_z^2}{k^2} \frac{m_i}{m_e}$. Максимальные инкременты апериодической ($\delta < 0$) и осцилляторной ($\delta > 0$) параметрических неустойчивостей плазмы для рассматриваемого случая определяются выражениями /3/

$$\gamma_1 = \omega_H \left[\frac{q_1}{2\sqrt{1 + q_1}} J_1^2(a_0) \right]^{1/3}, \quad \delta < 0$$

$$\gamma_2 = \omega_H \left[\frac{\sqrt{27}}{32} \frac{q_2}{\sqrt{1 + q_2}} J_1^2(a_0) \right]^{1/3}, \quad \delta > 0, \qquad (4)$$

где $a_0 = 1{,}84$, значения q_j находятся из условий резонанса

$$\delta(q_1) = -\gamma_1(q_1), \quad \delta(q_2) = \frac{2}{\sqrt{3}} \gamma_2(q_2).$$

Используя результаты работ /2,3/ по нагреву ионов на частоте нижнего гибридного резонанса, из уравнения (3) можно получить связь между скоростями изменения продольных энергий электронов и ионов.

В случае апериодической неустойчивости

$$\frac{\partial T_{\parallel e}}{\partial t} = \frac{m_i}{4 m_e} \frac{\omega_H^4}{\gamma_1^4} J_1^2(a_B) \frac{\partial T_{\parallel i}}{\partial t}, \quad \delta < 0. \qquad (5)$$

В случае осцилляторной неустойчивости

$$\frac{\partial T_{\parallel e}}{\partial t} = \frac{27}{256} \frac{m_i}{m_e} \frac{\omega_H^4}{\gamma_2^4} \frac{\partial T_{\parallel i}}{\partial t}, \quad \delta > 0. \qquad (6)$$

Приведем теперь формулы изменения продольной энергии электронов при больших временах $\gamma_{1,2}t \gg 1$ для случаев продольной и поперечной ориентации полей $\vec{E}_o$ и $\vec{B}$. Начальная температура электронов предполагалась изотропной, а начальный спектр флуктуаций выбирался в виде изотропного теплового шума.

Для апериодической неустойчивости при $\vec{E}_o \parallel \vec{B}$ имеем

$$T_{\parallel e} = T_{eo} + A_1 \frac{m_i}{m_e} \frac{(T_{eo} + T_{io})}{n r_\parallel^3} \left(1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\Omega_e^2}\right) \frac{\exp(2\gamma_1 t)}{\gamma_1 t}, \qquad (7)$$

где

$$A_1 = \frac{3a_o^3}{2\pi 2^{5/6}(a_o^2 - 1)^{1/2}} \left[\frac{1 + q_1}{q_1^2 J_1(a_o)}\right]^{4/3}.$$

Это выражение применимо в случае достаточно сильных полей накачки, когда $r_\parallel \geq \lambda_D(t) a_o \sqrt{\dfrac{m_i}{m_e q_1}}$.

Для апериодической неустойчивости при $\vec{E}_o \perp \vec{B}$ имеем

$$T_{\parallel e} = T_{eo} + A_1 \frac{(T_{eo} + T_{io})}{n r_\perp \lambda_D^2(t) a_o^2} q_1^{3/2} \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\Omega_e^2}\right) \frac{\exp(2\gamma_1 t)}{\gamma_1 t}. \qquad (8)$$

Это выражение получено при условии $r_\perp > a_o \lambda_D(t)$. Для осцилляторной неустойчивости результаты подобны выражениям (7) и (8) и могут быть получены из формулы (6) с использованием результатов работы /3/.

Из формул (5) и (6) вытекают важные соотношения для скоростей нагрева электронов и ионов при параметрическом резонансе на нижнегибридных частотах. Для апериодической неустойчивости скорости изменения продольной энергии электронов и поперечной энергии ионов (отметим, что ионы увеличивают главным образом свою поперечную энергию /2,3/) связаны соотношением

$$\frac{\dot{T}_{\parallel e}}{\dot{T}_{\perp i}} \approx \left[\frac{2(1 + q_1)^2}{q_1 J_1^2(a_o)}\right]^{1/3}. \qquad (9)$$

Это соотношение позволяет выяснить, как распределяется энергия, передаваемая флуктуационными продольными полями частицам, между электронами и ионами и определить условия, при выполнении которых возможен оптимальный нагрев ионов, поскольку очень часто в эксперименте оказывается, что практически вся энергия поля передается электронам и происходит отрыв температур электронов и ионов, который компенсируется только частично медленным процессом выравнивания температур за счет кулоновских соударений. Из формулы (9) видно, что ионы получают максимальную часть полной энергии, передаваемой частицам, при $q_1 = 1$. Но даже и в этом случае электроны набирают примерно в три раза большую энергию, чем ионы.

Для осцилляторной неустойчивости

$$\frac{\dot{T}_{\parallel e}}{\dot{T}_{\perp i}} \approx 3\left[\frac{(1 + q_2)^2}{2q_2 J_1^2(a_0)}\right]^{1/3}. \qquad (10)$$

Ионы получают наибольшую долю полной энергии также при $q_2 = 1$, однако в электроны уже идет примерно в 5 раз большая энергия, чем в ионы. Следовательно, апериодическая параметрическая неустойчивость более эффективна по сравнению с осцилляторной для стохастического нагрева ионов.

Поступила в редакцию
30 мая 1975 г.

Литература

1. В. В. Пустовалов, В. П. Силин, В. Т. Тихончук. ЖЭТФ, 64, 843 (1973).
2. И. С. Байков. Доклад на Всесоюзной конференции по управляемому термоядерному синтезу, г. Звенигород, 20-25 февраля 1975 г.
3. И. С. Байков. Нагрев ионов плазмы при параметрическом резонансе на частоте нижнего гибрида. ЖТФ (В печати).