

О НЕУСТОЙЧИВОСТИ СТАЛКИВАЮЩИХСЯ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ПЛАЗМ

В.П. Силин, В.Н. Урсов

Установлены закономерности, характеризующие электростатическую неустойчивость плазм, обладающих ультрарелятивистской температурой и сталкивающихся с ультрарелятивистской скоростью, что отвечает, в частности, кварк-глюонной плазме релятивистских сталкивающихся ядер.

Неустойчивость, возникающая в результате столкновения плазменных образований в условиях, когда скорость их движения u является ультрарелятивистской, так что $\Gamma = (1 - u^2/c^2)^{-1/2} \gg 1$, а температура T также отвечает условию ультрарелятивизма $a = mc^2/kT \ll 1$, представляется важной как с точки зрения приложений к теории столкновений ультрарелятивистских ядер /1/, когда m отвечает массе кварков, так и с точки зрения астрофизических приложений, когда m отвечает массе электронов и позитронов*. При этом применительно к плазме в экстремальных условиях особый интерес представляет ярко выраженный ультрарелятивистский предел $a\Gamma \ll 1$. В таком пределе в работе /3/ сделан вывод о стабилизации одной из наиболее интересных неустойчивостей – электростатической. В настоящей работе продемонстрировано отсутствие указанной в работе /3/ стабилизации и установлены закономерности, характеризующие в таком пределе электростатическую неустойчивость.

Подобно /3/, рассмотрим две одинаковые электронные плазмы, движущиеся в лабораторной системе координат навстречу друг другу со скоростями \vec{u} , $-\vec{u}$, предполагая волновой вектор возмущения \vec{k} ориентированным вдоль скорости \vec{u} . Тогда, в соответствии с /4/, дисперсионное уравнение продольных возмущений имеет вид:

$$1 + \frac{1 - u^2/c^2}{r_{De}^2} \left\{ \frac{1}{(k - \omega u/c^2)^2} \left[1 + \frac{\omega - ku}{2(kc - \omega u/c)} \left(\ln \frac{\omega - kc}{\omega + kc} + \ln \frac{1 + u/c}{1 - u/c} \right) \right] + \frac{1}{(k + \omega u/c^2)^2} \left[1 + \frac{\omega + ku}{2(kc + \omega u/c)} \left(\ln \frac{\omega - kc}{\omega + kc} - \ln \frac{1 + u/c}{1 - u/c} \right) \right] \right\} = 0, \tag{1}$$

где r_{De} – дебаевский радиус каждой из сталкивающихся плазм в системе ее покоя ($r_{De}^2 = kT/4\pi e^2 N$). Исползованные в (1) асимптотические выражения для парциальных диэлектрических постоянных /4/ получены при условии:

$$|1 - (\omega \pm ku)^2 / (kc \pm \omega u/c)^2| \gg a^2. \tag{2}$$

Для электростатической неустойчивости ($\text{Re}\omega = 0$) из (1) следует уравнение, определяющее инкремент $\gamma = \text{Im}\omega \equiv ukc$:

$$1 + \frac{1 - u^2/c^2}{r_{De}^2 k^2} \left[2 \frac{1 - y^2 u^2/c^2}{(1 + y^2 u^2/c^2)^2} - \frac{\pi - 2 \arctg y}{(1 + y^2 u^2/c^2)^3} y \left(1 - 3 \frac{y^3 u^2}{c^2} - 3 \frac{u^2}{c^2} + y^2 \frac{u^4}{c^4} \right) - \frac{u}{c} \frac{1 + 3y^2 (1 - u^2/c^2) - y^4 u^2/c^2}{(1 + y^2 u^2/c^2)^3} \ln \frac{1 + u/c}{1 - u/c} \right] = 0, \tag{3}$$

Отсюда при $y = 0$ получаем уравнение

* Об этом свидетельствует дискуссия о плазме в экстремальных условиях, проведенная В.В.Железняковым на Всесоюзном совещании по плазменной астрофизике /2/.

$$1 + \frac{2(1 - u^2/c^2)}{r_{De}^2 k_{Гр}^2} \left[1 + \frac{u}{2c} \ln \frac{1 - u/c}{1 + u/c} \right] = 0, \quad (4)$$

определяющее граничное для неустойчивости значение волнового вектора $k_{Гр}$ как функцию скорости u сталкивающихся плазм. При этом условие (2) принимает вид $|1 - u^2/c^2| \gg a^2$.

В связи с рассуждениями автора работы /3/, усматривающего при замене u на ω/k формальное сходство левой части уравнения (4) с формулой (13.9) /4/ для продольной комплексной диэлектрической проницаемости, следует подчеркнуть принципиальное отличие, не замеченное в /3/ и заключающееся в том, что, в отличие от формулы для комплексной диэлектрической проницаемости, левая часть уравнения (4) является чисто действительной. Именно поэтому, в отличие от утверждения автора работы /3/, уравнение (4) имеет решения при достаточно больших значениях скорости движения плазм, когда $u \geq u_0 \approx 0,83 c$. В ультрарелятивистском пределе

$$k_{Гр}^2(u) = \frac{2}{r_{De}^2} \left| 1 - \frac{u}{c} \right| \left[\ln \frac{2}{1 - u/c} - 2 \right]. \quad (5)$$

Неустойчивость имеет место в области волновых векторов $0 < k < k_{Гр}(u)$. При этом вблизи $k_{Гр}$ для инкремента имеем

$$y \equiv \frac{\gamma}{kc} = \frac{k_{Гр}^2(u) - k^2}{2\pi k_{Гр}^2(u)} \left[\ln \frac{2}{1 - u/c} - 2 \right], \quad (6)$$

когда

$$k_{Гр}^2(u) - k^2 \ll 2\pi k_{Гр}^2(u) \ln^{-2} [2/(1 - u/c)]. \quad (7)$$

При удалении от $k_{Гр}^2(u)$ инкремент неустойчивости возрастает и в пределе, противоположном (7),

$$y = \frac{\gamma}{kc} = \left[\left| \frac{k_{Гр}^4}{4k^4} + 2 \frac{k_{Гр}^2}{k^2} \right|^{1/2} - 1 - \frac{k_{Гр}^2}{2k^2} \right]^{1/2} \quad (8)$$

Отсюда следует, что возрастание инкремента продолжается вплоть до $k = k_{max} = \sqrt{3/8} k_{Гр}(u)$, когда инкремент достигает максимального значения $\gamma_{max} = ck_{Гр}(u)/\sqrt{8}$. При дальнейшем уменьшении волнового вектора инкремент убывает и при $k \ll k_{Гр}(u)$ имеем $\gamma \cong kc$.

Обобщая вышеизложенное, укажем, что в случае ориентации волнового вектора \vec{k} по отношению к направлению скорости движения \vec{u} под углом $\theta = \angle \vec{k}, \vec{u}$, граница области неустойчивости дается формулами

$$k_{Гр}^2(\theta) = \frac{2(1 - u/c)}{r_{De}^2 \cos^2 \theta} (1 + 2 \operatorname{tg}^2 \theta) \ln \frac{2 \cos^2 \theta}{1 - u/c}$$

при $1 \ll \ln[\cos^2 \theta / (1 - u/c)] \ll \cos^2 \theta / (1 - u/c)$, а при $\theta = \pi/2$ имеем: $k_{Гр}^2(u, \pi/2) = 2/r_{De}^2 (1 - u^2/c^2)^{1/2}$.

В заключение подчеркнем, что для рассмотренных условий развитие неустойчивости существенно определяется тепловым движением плазмы. Отметим, что хотя обсуждение проведено применительно к электронной плазме, оно справедливо как для столкновения электронно-позитронных плазм, так и (при учете переобозначений /5,6/) для кварк-глюонных плазм, встречные потоки которых отвечают столкновению релятивистских ядер.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А. М., Ефремов А. В., Зотов Н. П. УФН, 137, № 2, 361 (1982).
2. Всесоюзное совещание по плазменной астрофизике. Программа, Тбилиси, 1985, с. 5.
3. Михайловский А. Б. Физика плазмы, 6, вып. 2, 283 (1980).
4. Силин В. П., Рухадзе А. А. Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред. М., Атомиздат, 1961.
5. Климов В. В. ЖЭТФ, 82, в. 2, 336 (1982).
6. Heinz U. Nuclear Physics, A418, 603 (1984).

Поступила в редакцию 1 ноября 1985 г.