Письма в ЖЭТФ, том 63, вып.8, стр.579 - 582 © 1996г. 25 апреля

ЭФФЕКТ ПОДАВЛЕНИЯ НЕЛОКАЛЬНОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ В ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЕ

В.П.Силин, С.А.Урюпин

Физический институт им. П.Н.Лебедева

117924 Москва, Россия

Поступила в редакцию 5 марта 1996 г.

Выявлено аномальное подавление электронной теплопроводности слабостолкновительной плазмы, обусловленное рассеянием электронов не только на заряженных частицах, но и на низкочастотных турбулентных флуктуациях.

PACS: 51.10.+y

Открытое более двадцати лет тому назад [1 – 3] явление ограничения электронного переноса тепла в лазерной плазме первоначально связывалось с ионно-звуковой турбулентностью [4]. Однако численные исследования переноса тепла в плазме, нагреваемой благодаря обратному тормозному поглощению, показали, что ограничение электронного теплопереноса возникает в модели, которая полностью пренебрегает турбулентностью [5 – 10]. Это уменьшило интерес к исследованию влияния турбулентности, тем более что не ясна была физическая картина подавления теплопереноса из-за столкновений заряженных частиц. В настоящее время аналитическая кинетическая теория [11 – 14] выявила сущность чисто столкновительной природы результатов [5 – 10] для слабостолкновительной плазмы. Здесь мы покажем, что обобщение подхода [11 – 14] на случай турбулентной плазмы позволяет установить новое ограничение электронной теплопроводности.

В соответствии со сложившимися в последние годы представлениями о переносе тепла в слабостолкновительной горячей плазме плотность электронного теплового потока q связана с возмущением градиента температуры нелокальным соотношением

$$\mathbf{q}(\mathbf{r}) = -\int d\mathbf{r}' K(\mathbf{r}-\mathbf{r}')\nabla T(\mathbf{r}'). \qquad (1)$$

Фурье-компонента ядра $K(\mathbf{r})$ получила название эффективной теплопроводности $\kappa_{eff}(k)$. При этом данные численного эксперимента [5 – 10] и аналитической кинетической теории [11 – 14] приводятся для эффективной теплопроводности в виде

$$\kappa_{eff}(k) = \kappa_{SH}[1 + (\alpha k \lambda_e)^{\beta}]^{-1}. \qquad (2)$$

Здесь α и β – численные постоянные, $\kappa_{SH} = (128/3\pi) n k_B v_T l_{ei}$ – коэффициент электронной теплопроводности полностью ионизованной плазмы с ионами высокой кратности ионизации $Z = |e_i/e| \gg 1$,

$$l_{ei} = v_T/\nu_{ei} = (3/4\sqrt{2\pi})(k_B T)^2/e^4 Z n \Lambda$$

– длина свободного пробега теплового электрона относительно его столкновений с ионами, $\lambda_e^2 = l_{ei} l_{ee}$, а $l_{ee} = l_{ei} 2Z/9\pi$ – эффективная электрон-электронная длина пробега. Аналитическая теория [11] дает $\beta = 10/7$ и $\alpha = 21$ для случая не очень сильных полей накачки, когда $v_T^2 > Z v_E^2$, где $v_E = |e|E/m\omega_0$ – амплитуда скорости осцилляций электрона в лазерном поле частоты ω_0. Эти данные близки к полученным в численных расчетах, последовательно учитывающих столкновения заряженных частиц. В случае слабостолкновительной плазмы $\alpha k\lambda_e \gg 1$, что и отвечает уменьшению (ограничению) теплопроводности по сравнению с κ_{SH}.

Далее рассмотрим воздействие лазерного излучения на плазму, в которой имеются развитые низкочастотные турбулентные флуктуации. Будем исходить из того, что в случае высокочастотного движения электронов в поле накачки с частотой, большей электронной ленгмюровской, рассеяние электронов на низкочастотных пульсациях подавлено [15, 16]. Напротив, для медленного изменения во времени рассеяние электронов на турбулентных пульсациях существенно превышает рассеяние на ионах. Поэтому длина свободного пробега l_{ei} значительно превышает длину свободного пробега электронов относительно их столкновений с турбулентными пульсациями l_{ef}. Эти соображения, а также результаты работ [11, 13, 17] позволяют получить новые качественные выводы о скейлинге эффективной теплопроводности.

Напомним, что хотя в интересующей нас полностью ионизованной слабостолкновительной плазме длина свободного пробега тепловых электронов может быть велика по сравнению с характерным масштабом неоднородности, но благодаря пропорциональности длины свободного пробега электрона четвертой степени скорости всегда есть медленные столкновительные электроны [13,14]. Для дальнейшего полезно привести скейлинг возмущений плотности холодных столкновительных электронов и их температуры (оказывающихся основными [11,12]), в пренебрежении турбулентными пульсациями:

$$\frac{\delta n}{n} \sim \frac{l_{ee} v_E^2}{l_{ei} v_T^2}(k^2 l_{ee} l_{ei})^{-2/7} \sim \frac{\delta T}{T}. \tag{3}$$

Для того чтобы без вычислений непосредственно записать интересующий нас скейлинг, укажем те уравнения, которые определяют скейлинг (3), а также записанный ниже скейлинг (8). Именно в соответствии с работами [11,14] для изотропной δf_0 и анизотропной δf_a частей возмущений электронного распределения имеем

$$< i\mathbf{kv}\delta f_a > - J_{ee}(\delta f_0) = v_E^2 l_{ei}^{-1} Q(v), \tag{4}$$

$$i\mathbf{kv}\delta f_0 = J_{ei}(\delta f_a) + J_{ef}(\delta f_a). \tag{5}$$

Здесь $Q(v)$ характеризует зависимость от скорости источника нагрева электронов, определяющегося обратным тормозным поглощением излучения, что охарактеризовано множителем v_E^2/l_{ei}. Кроме того: J_{ee}, J_{ei}, J_{ef} – интегралы столкновений электронов с электронами, ионами и турбулентными флуктуациями. В пренебрежении J_{ef} из (4) и (5) следует (3) [11,14]. Необходимо подчеркнуть, что в случае плазменной турбулентности, которая по своей природе подобна ионно-звуковой, зависимости J_{ei} и J_{ef} от абсолютной величины скорости одинаковы. Это приводит к тому, что в интересующем нас случае, когда $J_{ef} \gg J_{ei}$, имеем

$$< i\mathbf{kv}\delta f_a > \sim \frac{k^2 v^5}{v_T^4} l_{ef} \delta f_0, \tag{6}$$

что отличается от результата [11,14] лишь заменой l_{ei} на l_{ef}. Это позволяет непосредственно использовать (3) и в случае рассеяния на турбулентных пульсациях получить

$$\frac{\delta n}{n} \sim \frac{l_{ee}v_E^2}{l_{ei}v_T^2}(k^2 l_{ee} l_{ef})^{-2/7} \sim \frac{\delta T}{T}. \tag{7}$$

Используя тот факт, что тепловой поток нагреваемых излучением электронов переносится тепловыми электронами, в соответствии с [11,12], можем теперь записать следующий новый скейлинг для эффективной теплопроводности:

$$\kappa_{eff}^{(1)}(k) = \kappa_{SH}\{1 + A_1(l_{ei}/l_{ef})^{2/7}(k^2 l_{ee} l_{ei})^{5/7}\}^{-1}, \tag{8}$$

где A_1 – численный безразмерный коэффициент. Здесь сохраняется зависимость от волнового вектора (2) при $\beta = 10/7$ [11], что отвечает одинаковой зависимости J_{ei} и J_{ef} от модуля скорости. С другой стороны, в знаменателе (8) большой множитель $(l_{ei}/l_{ef})^{2/7}$ приводит к усилению ограничения нелокального электронного теплопереноса благодаря влиянию турбулентности. Таким образом выявлена новая возможность подавления электронного теплопереноса при обратном тормозном нагревании плазмы. Эта возможность обусловлена влиянием столкновений электронов с флуктуациями и влиянием столкновений электронов с электронами, которые определяют формирование холодной части электронного распределения. При этом сам перенос тепла, как и в ламинарной плазме, определяется тепловыми электронами (ср. [13,14]).

Остановимся теперь на совершенно ином коэффициенте эффективной теплопроводности $\kappa_{eff}^{(2)}(k)$ слабостолкновительной плазмы, с помощью которого записывается низкочастотный вклад электронов в комплексную диэлектрическую постоянную [18,19] (ср. также [20]):

$$\delta\epsilon_e(\omega, k) = \frac{1}{k^2 r_{De}^2}\left(1 + \frac{i\omega}{kv_T}\frac{nk_B v_T}{k\kappa_{eff}^{(2)}(k)}\right). \tag{9}$$

В сильностолкновительном пределе $\kappa_{eff}^{(2)}(k) \to \kappa_{SH}$.

В соответствии с теорией [17] возмущение электрическим потенциалом φ электронного распределения при $\omega \ll kv_T$ можно записать в виде

$$\delta f = -\frac{e\varphi}{k_B T}f_m + \delta f_0 + \delta f_a, \tag{10}$$

где f_m – максвелловское распределение. Первое слагаемое в (10) отвечает больцмановскому изменению распределения. Оно приводит к первому слагаемому (9), дающему экранировку поля на расстоянии дебаевского радиуса r_{De}. Функция δf_0 согласно [18] определяется уравнением

$$< i\mathbf{kv}\delta f_a > -J_{ee}(\delta f_0) = -i\omega\frac{e\varphi}{k_B T}f_m. \tag{11}$$

Соответственно уравнение для δf_a совпадает с (5), а поэтому в случае развитой турбулентности имеем (6). Поэтому, следуя [18], можем записать для возмущения плотности:

$$\delta n = -n\frac{e\varphi}{k_B T}\left(1 + \frac{3\pi A_2}{128}\frac{i\omega}{\nu_{ee}}(k^2 l_{ee} l_{ef})^{-5/7}\right), \tag{12}$$

где $\nu_{ee} = v_T/l_{ee}$. Здесь опущен вклад бесстолкновительного затухания Ландау. Сравнение (9) и (12) позволяет представить коэффициент эффективной теплопроводности в виде

$$\kappa_{eff}^{(2)}(k) = \kappa_{SH}\{1 + A_2(l_{ei}/l_{ef})^{5/7}(k^2 l_{ee} l_{ei})^{2/7}\}^{-1}. \qquad (13)$$

Единица в знаменателе добавлена для интерполяционного перехода к пределу $k = 0$. Зависимость (13) от k отвечает установленной в [18,19]. Влияние турбулентности проявляется в возникновении в знаменателе (13) большого множителя $(l_{ei}/l_{ef})^{5/7}$, который приводит к более сильному подавлению нелокальной теплопроводности (13) по сравнению с (8).

В заключение конкретизируем полученные закономерности на примере ионно-звуковой турбулентности, которая порождается плотностью силы $\mathrm{R} = en\mathrm{E}_0 - \nabla(nk_BT)$, где E_0 – квазистатическое электрическое поле. В этом случае $l_{ef} = v_T/\nu_R$, где эффективная частота столкновений $\nu_R = \sqrt{9\pi/8}R/mnv_s$, а v_s – скорость ионного звука. Черенковское затухание звука на ионах считается малым. Уже при небольшой надпороговости $\nu_R \gg \nu_{ei}$. В силу анизотропии распределения флуктуаций ИЗТ коэффициенты A_1 и A_2 зависят от угла между k и R. В том случае, когда эти векторы параллельны, $A_1 = 95$, $A_2 = 72$. Для случая $\mathrm{k} \perp \mathrm{R}$ эти коэффициенты еще больше.

Подводя итог изложенному, еще раз подчеркнем, что благодаря рассеянию электронов на турбулентных пульсациях возникает увеличение ограничения электронной теплопроводности в слабостолкновительной плазме.

Работа выполнена в рамках проектов 94-02-03631 Российского фонда фундаментальных исследований и INTAS-94-0870.

---

1. J.K.Kephart, R.P.Godwin, and G.H.McCall, Appl. Phys. Lett. **25**, 108 (1974).
2. R.Benattar, C.Popovic, R.Sigel, and J.Virmont, Phys. Rev. Lett. **42**, 766 (1979).
3. W.L.Kruer, Comm. on Plasma Phys. and Contr. Fusion **5**, 69 (1979).
4. R.I.Bickerton, Nucl. Fusion **13**, 457 (1973).
5. J.F.Luciani, P.Mora, and J.Virmont, Phys. Rev. Lett. **51**, 1664 (1983).
6. E.M.Epperlein, Phys. Rev. Lett. **65**, 2145 (1990).
7. E.M.Epperlein, and R.W.Short, Phys. Fluids **B4**, 2211 (1992).
8. E.M.Epperlein, and R.W.Short, Phys. Fluids **B4**, 4190 (1992).
9. R.W.Short, and E.M.Epperlein, Phys. Rev. Lett. **68**, 3307 (1992).
10. R.L.Berger, B.F.Lasinski, T.B.Kaiser et al., Phys. Fluids **B5**, 2243 (1993).
11. А.В.Максимов, В.П.Силин, ЖЭТФ **103**, 73 (1993).
12. A.V.Maximov, and V.P.Silin, Phys. Lett. **A173**, 83 (1993).
13. В.П.Силин, ЖЭТФ **106**, 1398 (1994).
14. В.П.Силин, ЖЭТФ **108**, 193 (1995).
15. В.П.Силин, С.А.Урюпин, ЖЭТФ **98**, 117 (1990).
16. В.П.Силин, *Краткие сообщения по физике*, ФИАН, №5, 1983, с.59.
17. А.В.Максимов, В.П.Силин, ЖЭТФ **105**, 1242 (1994).
18. А.В.Максимов, В.П.Силин, Письма в ЖЭТФ **59**, 507 (1994).
19. A.V.Maximov, and V.P.Silin, Phys. Lett. **A192**, 67 (1994).
20. E.M.Epperlein, and R.W.Short, Phys. Plasmas **1**, 3003 (1994).