Письма в ЖЭТФ, том 64, вып.1, стр.19 - 22 © 1996г. 10 июля

АНОМАЛИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПЕРЕНОСА В ПЛАЗМЕ, НАХОДЯЩЕЙСЯ В ПОЛЕ МОЩНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.П.Силин

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН

117924 Москва, Россия

Поступила в редакцию 29 мая 1996 г.

Показано, что в поле мощного излучения электронная сила трения, обусловленная столкновениями электронов с ионами, становится силой ускорения электронов благодаря поглощению электронами энергии излучения. Указано на увеличение теплопроводности.

PACS: 52.25.Dg

Интерес к кинетике плазмы в поле мощного излучения возрос в связи с разработкой короткоимпульсных лазеров высокой мощности. Последнее привело к тому, что условия, в которых скорость $v_E = eE/m\omega$ осцилляций электрона в поле излучения с частотой ω оказывается больше тепловой, реализуются не только в СВЧ диапазоне, но и в лазерном диапазоне. Первоначально такие условия привлекли внимание в связи с проблемой столкновительного поглощения мощного излучения [1] (см. также [2] и цитируемую там литературу). В работе [3] рассмотрено влияние поля излучения на релаксацию температуры. В настоящем сообщении рассмотрена релаксация импульса электронов в полностью ионизированной плазме. Показано, что в случае достаточно мощного излучения столкновения электронов с ионами ведут не к замедлению движения электронов, а к их ускорению, что обусловлено поглощением электронами энергии излучения.

Для того чтобы выявить аномальные свойства плазмы, воспользуемся простейшей моделью, когда излучение имеет следующую эллиптическую поляризацию: $\mathbf{E} = (E_x, E_y, E_z) = E(-\cos\alpha\sin\omega t, \sin\alpha\cos\omega t, 0)$. В поле такого излучения электрон осциллирует со скоростью $\mathbf{u}_E(t) = v_E(\cos\alpha\cos\omega t, \sin\alpha\sin\omega t, 0)$. При этом будем считать, что амплитуда скорости осцилляций электрона v_E значительно превышает его тепловую скорость $v_T = \sqrt{\kappa_B T/m}$. В свете положений работы [1] вместо обычной функции распределения $f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)$ удобно использовать функцию $F(\mathbf{u}, \mathbf{r}, t) = f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)$, где $\mathbf{u} = \mathbf{v} - \mathbf{u}_E(t)$. При этом для усредненной по периоду быстрых осцилляций функции $< F >= F_0(\mathbf{u}, \mathbf{r}, t)$ в случае поля, слабо изменяющегося на расстоянии порядка амплитуды осцилляции положения электрона $a_E = v_E/\omega$, имеем следующее кинетическое уравнение:

$$\frac{\partial F_0}{\partial t} + \mathbf{u}\frac{\partial F_0}{\partial \mathbf{r}} + \left(\frac{e}{m}\mathbf{E}_0 - \frac{e^2}{4m^2\omega^2}\frac{\partial|\mathbf{E}|^2}{\partial \mathbf{r}}\right)\frac{\partial F_0}{\partial \mathbf{u}} =$$

$$= \langle J_{ei}[\mathbf{u} + \mathbf{u}_E(t), F_0(\mathbf{u})]\rangle + J_{ee}[F_0, F_0], \qquad (1)$$

где $\mathbf{E}_0$ – квазистатическое (медленно меняющееся за период $2\pi/\omega$) электрическое поле. Электрон-ионный J_{ei} и электрон-электронный J_{ee} интегралы столкновений можно использовать в форме Ландау. При этом на относительное движение сталкивающихся друг с другом электронов их осцилляции не

влияют. На электрон-ионные столкновения осцилляции влияют. Пренебрегая малыми порядка отношения масс электрона и иона, для описания релаксации импульса электронов используем

$$\langle J_{ei}[\mathbf{u}+\mathbf{u}_E(t), F_0(\mathbf{u})]\rangle = A\frac{\partial}{\partial u_k}\langle D_{kj}(\mathbf{u}+\mathbf{u}_E(t))\rangle\frac{\partial F_0}{\partial u_j}. \tag{2}$$

Здесь $A = 2\pi e^2 e_i^2 n_i \Lambda_{ei}/m^2$, где n_i – плотность числа ионов, а Λ_{ei} – кулоновский логарифм, вид которого в поле мощного излучения обсужден в [4]. Наконец,

$$\langle D_{kj}(\mathbf{u}+\mathbf{u}_E(t))\rangle = \langle\{(\mathbf{u}+\mathbf{u}_E)^2\delta_{kj} - (\mathbf{u}+\mathbf{u}_E)_k(\mathbf{u}+\mathbf{u}_E)_j\}|\mathbf{u}+\mathbf{u}_E|^{-3}\rangle. \tag{3}$$

Простой путь получения ответа на интересующий нас вопрос об электрон-ионной релаксации импульса может быть получен в пятимоментном приближении метода моментов Греда, когда используется локальная максвелловская функция распределения электронов со сдвигом на упорядоченную скорость $\mathbf{u}^e$ движения электронов. Это дает уравнение движения (ср. [5]):

$$mn\left(\frac{\partial \mathbf{u}^e}{\partial t} + \left(\mathbf{u}^e\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}\right)\mathbf{u}^e\right) + \frac{\partial p}{\partial \mathbf{r}} - n\left(e\mathbf{E}_0 - \frac{e^2}{4m\omega^2}\frac{\partial|\mathbf{E}|^2}{\partial \mathbf{r}}\right) = \mathbf{R}^{ei}. \tag{4}$$

Здесь n – плотность числа электронов, $p = n\kappa_B T$ – их давление, а $\mathbf{R}^{ei}$ в методе Греда носит название силы трения:

$$\mathbf{R}^{ei} = m\int d\mathbf{u}(\mathbf{u}-\mathbf{u}^e)\langle J_{ei}[\mathbf{u}+\mathbf{u}_E(t), F_0(\mathbf{u})]\rangle. \tag{5}$$

Линеаризуя это выражение по скорости $\mathbf{u}^e$ упорядоченного движения электронов, получаем:

$$(\mathbf{R}^{ei})_k = -mn\nu_{kj}u_j^e. \tag{6}$$

В рассматриваемом нами случае эллиптической поляризации тензор ν_{kj} эффективной частоты столкновений оказывается диагональным. Особенно просто проиллюстрировать аномальное свойство релаксации импульса электронов в случае поляризации излучения, близкой к плоской, когда $\sin\alpha \ll 1$. Однако при этом будем считать выполненным неравенство

$$eE\sin\alpha \gg m\omega v_T. \tag{7}$$

Тогда имеем:

$$\begin{aligned}
\nu_{xx} &= -\tilde{\nu}(E)\left\{\ln\frac{4}{\sin\alpha} - 1\right\},\\
\nu_{yy} &= -\tilde{\nu}(E)\left\{\frac{1}{\sin^2\alpha} - \frac{1}{2}\ln\frac{4}{\sin\alpha} + \frac{5}{4}\right\},\\
\nu_{zz} &= \tilde{\nu}(E)\left\{\frac{1}{\sin^2\alpha} + \frac{1}{2}\ln\frac{4}{\sin\alpha} + \frac{1}{4}\right\},
\end{aligned} \tag{8}$$

где

$$\tilde{\nu}(E) = \frac{8e^2e_i^2n_i\Lambda_{ei}}{m^2v_E^3}. \tag{9}$$

Отметим, что в используемом приближении сильного поля след тензора ν_{kj} равен нулю. В соответствии с этим в рассматриваемом нами случае воздействия

на плазму мощного излучения xx- и yy-компоненты тензора эффективной частоты столкновений оказываются отрицательными. Это означает, что в поле мощного излучения сила трения электронов превращается в силу ускорения. Действительно, пренебрежем в уравнении (4) пространственной неоднородностью. Тогда, например, для y-компоненты скорости имеем:

$$\frac{du_y^e}{dt} - \frac{e}{m}E_{0y} = \tilde{\nu}(E)\frac{1}{\sin^2\alpha}u_y^e. \tag{10}$$

В случае E_{0y} и $\tilde{\nu}(E)$, не зависящих от времени, решение этого уравнения имеет вид

$$u_y^e(t) = u_y^e(0)\exp\left(\frac{t}{t_{\text{уск}}}\right) + \frac{eE_{0y}}{m}t_{\text{уск}}\left\{\exp\left(\frac{t}{t_{\text{уск}}}\right) - 1\right\}, \tag{11}$$

где $t_{\text{уск}} = \sin^2\alpha\tilde{\nu}^{-1}(E)$ – время ускорения. Первое слагаемое в правой части (11) отвечает спонтанной генерации ускоренных электронов, а второе – индуцируемой статическим полем. В случае $E_{0y} \sim \exp(-i\omega_1 t)$ уравнение (10) позволяет определить комплексную проводимость

$$j_y = \sigma_{yy}E_{0y}, \qquad \sigma_{yy} = \frac{e^2 n}{m}\frac{i\omega_1 - t_{\text{уск}}^{-1}}{\omega_1^2 + t_{\text{уск}}^{-2}}. \tag{12}$$

В пределе $\omega_1 = 0$ формула (12) отвечает отрицательной статической проводимости. При $\omega_1 \neq 0$ действительная часть комплексной проводимости (12) отрицательна, что отвечает возможности усиления и генерации излучения. В пределе $\omega_1 > \omega_{Le} = \sqrt{4\pi e^2 n/m}$ последнее явление было предсказано в работах [6, 7], а соответствующая эффективная частота столкновений, определяющая высокочастотную проводимость, была найдена в работе [8] для излучения плоской и круговой поляризации.

В заключение заметим, что благодаря тому факту, что в уравнении (1) электрическое поле не влияет на электрон-электронные столкновения, а электрон-ионные столкновения при $v_E \gg Zv_T$ сильно подавлены, теплопроводность плазмы оказывается отвечающей модельному случаю электронного газа, когда для коэффициента теплопроводности в приближении двух полиномов метода Гильберта–Чепмена–Энскога имеем

$$\chi = \frac{375}{128}\frac{\kappa_B m^2 v_T^5}{\sqrt{\pi}e^4\Lambda_{ee}}. \tag{15}$$

Для плазмы с ионами высокой кратности ионизации $Z = |e_i/e| \gg 1$ этот коэффициент теплопроводности примерно в Z раз превышает обычный [5, 9].

Если причина увеличения теплопроводности плазмы в поле мощного излучения связана с подавлением электрон-ионных столкновений из-за возрастания относительной скорости движения сталкивающихся частиц, то причина аномалии, превращающей силу электронного трения в силу ускорения, связана с поглощением электронами мощного греющего излучения. При этом именно поглощение высокочастотного излучения с частотой, большей частоты электронных столкновений, является причиной обсужденных аномальных свойств плазмы.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект 96-02-17002-а, а также в рамках проекта ИНТАС – 94-0870.

1. В.П.Силин, ЖЭТФ **47**, 2254 (1964).
2. C.D.Decker, W.B.Mori, J.M.Dawson, and T.Katsouleas, Phys. Plasmas **1**, 4043 (1994).
3. A.Ya.Polishchuk and J.Meyer-Ter-Vehn, Phys. Rev. **E49**, 663 (1994).
4. В.П.Силин, С.А.Урюпин, ЖЭТФ **81**, 910 (1981).
5. В.П.Силин, *Введение в кинетическую теорию газов*, М.: Наука, 1971.
6. M.V.Fedorov and R.V.Karapetyan, J. Phys. A Math. Gen. **9**, L 103 (1976).
7. Р.В.Карапетян, М.В.Федоров, *Квантовая электроника*, **4**, 2203 (1977).
8. B.N.Chichkov and S.A.Uryupin, Phys. Rev. **E 48**, 4659 (1993).
9. С.И.Брагинский, *Вопросы теории плазмы*, вып. 1, под ред. М.А.Леонтовича, М.: Госатомиздат, 1963, с.183.