Доклады Академии наук СССР
1974. Том 215, № 3

УДК 533.932 ***ФИЗИКА***

Е. В. МИШИН

О ТЕМПЕРАТУРЕ ПЛАЗМЕННОЙ КОРОНЫ D—T КАПЛИ, НАГРЕВАЕМОЙ ЛАЗЕРОМ

(Представлено академиком Р. З. Сагдеевым 4 VII 1973)

Важной характеристикой эффективности лазерного термоядерного синтеза является температура электронов T_e в плазменной короне. В настоящем сообщении предложен вывод простой формулы для электронной температуры в зависимости от поглощаемой в короне энергии лазера.

1. Энергия лазера поглощается в слое, толщина L которого много меньше размеров плазменной короны (например, когда поглощение определяется параметрическими неустойчивостями ([1]) $L{\sim}10^{-3}-10^{-2}$ см; радиус капли ~0,1—1 см). Выравнивание температуры в короне происходит за счет теплопроводности. Вначале, когда температура электронов невелика, электронный поток тепла внутрь капли меньше поглощаемой энергии лазера и температура в слое растет. Этот рост прекращается, когда нагрев компенсируется теплопроводностью. Характерное время нагрева, как показывают оценки, много меньше длительности импульса лазера, что позволяет рассматривать такой процесс как квазистационарный. При этом уравнение баланса для температуры электронов в поглощающем слое имеет вид

$$\varepsilon c E_0^2/(4\pi) = q(T_e), \tag{1}$$

где ε — эффективность поглощения, $cE_0^2/(4\pi)$ — плотность потока энергии лазера; $q(T_e)$ — поток тепла электронов.

Основная трудность здесь состоит в определении потока тепла. Легко убедиться, что при типичных для рассматриваемой проблемы значениях электронной температуры ($T_e \geqslant 5$ кэв) длина свободного пробега электронов $\lambda_e = v_{T_e}/\nu_{ei} = m^2 v_{T_e}^4/(4\pi n e^4 \ln\Lambda)$ больше или порядка характерного масштаба неоднородности $L \approx T_e/\nabla T_e$. В этом случае обычно используемое выражение для потока тепла ([2]) неприменимо. Дело в том, что в неизотермической ($T_e \gg T_i$) плазме при $\lambda_e/L > (\lambda_e/L)_{\text{порог}} \approx (m/M)^{1/2}$ ([3]) искажение электронного распределения, обусловленное тепловым потоком, $\delta f_e \sim \lambda_e \dfrac{\nabla T_e}{T_e} f_M$, приводит к возбуждению ионно-звуковых колебаний. Коэффициент теплопроводности турбулентной плазмы определяется плотностью энергии колебаний, для вычисления которой можно воспользоваться квазилинейной теорией.

2. Система уравнений, описывающая взаимодействие частиц с турбулентными пульсациями, имеет вид ([4, 5])

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla\right) f_j + \frac{e_j}{m_j} \mathbf{E} \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} f_j = \frac{\partial}{\partial v_\alpha} D_{\alpha\beta}^{(j)} \frac{\partial}{\partial v_\beta} f_j + \mathrm{St}\, f_j, \tag{2}$$

$$D_{\alpha\beta}^{(j)} = \pi \frac{M}{m_j^2 n} \int d\mathbf{k}\, k_\alpha k_\beta s^2 W(\mathbf{k})\, \delta(ks - \mathbf{kv}), \tag{3}$$

$$\frac{d}{dt} W(\mathbf{k}) = (\gamma_e + \gamma_i - \gamma_{\text{ст}}) W(\mathbf{k}), \tag{4}$$

$$\gamma_j(\mathbf{k})=\pi\frac{M}{m_j n}ks^3\int\mathbf{k}\frac{\partial}{\partial\mathbf{v}}f_j\delta(ks-\mathbf{kv})\,d\mathbf{v}, \tag{5}$$

$$\gamma_{\text{ст}}=\left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2}\nu_{ei}\frac{T_e}{Ms^2}\left(\frac{mT_e}{MT_i}\right)^{1/2}; \tag{6}$$

здесь $\mathbf{E}$ — самосогласованное электрическое поле; $\mathrm{St}\,f_j$ — кулоновский интеграл столкновений. Остальные обозначения общеприняты.

В условиях, когда эффективная длина рассеяния электронов на колебаниях много меньше характерного масштаба неоднородности ($\lambda_{\text{эф}}=v_T/\nu_{\text{эф}}\ll L$), электронную функцию распределения можно искать в виде ряда по степеням $\lambda_{\text{эф}}/L$. Если кроме того выполняется неравенство ($\gamma_{\text{ст}}\gg\gamma_i$)

$$\nu_{ei}\gg\omega_{pe}\left(\frac{m}{M}\right)^{1/2}\left(\frac{T_i}{T_e}\right)^3\left[\ln 4\frac{M}{m}\left(\frac{T_e}{T_i}\right)^3\right]^{3/2},$$

функция распределения ионов остается максвелловской ([5]). В этом приближении стационарное решение квазилинейных уравнений (2) — (6) можно искать методом, развитым в работах по аномальному сопротивлению ([4], [5]). Плотность энергии колебаний и функция распределения электронов в рассматриваемом случае получаются из соответствующих выражений в ([5]) простой заменой $ne\mathbf{E}\to ne\mathbf{E}+\nabla nT_e$. В результате для потока тепла электронов получим

$$q\approx nT_e\left(\frac{T_e}{M}\right)^{1/2}\left[\frac{\nu_{ei}}{\omega_{pe}}\left(\frac{MT_e}{mT_i}\right)^{1/2}\right]^{1/5}\approx\left(\frac{m}{M}\right)^{1/2}nT_e v_{T_e}. \tag{7}$$

В обратном предельном случае $\gamma_{\text{ст}}\ll\gamma_i$ необходимо учитывать искажение ионного распределения из-за взаимодействия с колебаниями. В настоящее время еще нет теории, которая бы самосогласованным образом описывала изменение ионной функции распределения. Если использовать так называемое двухтемпературное приближение ([6]) (условное разбиение ионов на две группы: холодные ионы, которые практически не взаимодействуют с колебаниями, и горячие, находящиеся на «хвосте» функции распределения и имеющие достаточно большую температуру), то можно найти стационарное решение системы (2) — (6) и в этом случае. При этом поток тепла электронов по порядку величины равен

$$q\approx(m/M)^{1/4}nT_e v_{T_e}. \tag{8}$$

В промежуточном случае $\gamma_{\text{ст}}\sim\gamma_i$ величину потока тепла найти аналитически не удается. Однако из (7), (8) можно ожидать, что $q\approx 0{,}1\ nT_e v_{T_e}$. Окончательно поток тепла электронов может быть записан в виде

$$q\approx\alpha nT_e v_{T_e}, \tag{9}$$

где $(m/M)^{1/2}\leqslant\alpha\leqslant(m/M)^{1/4}$.

Для температуры электронов из (1) и (9) получаем простое выражение

$$T_e=mc^2\left(\frac{\varepsilon}{\alpha}\frac{E_0^2}{4\pi nmc^2}\right)^{2/3}. \tag{10}$$

Если принять $\varepsilon=1$ и $\alpha=0{,}1$, то при плотности энергии лазера $E_0^2/(4\pi)=10^{12}$ эрг/см^3 получаем $T_e\simeq 25(10^{21}/n)^{2/3}$ кэв.

Автор благодарен акад. Р. З. Сагдееву за постановку задачи и внимание к работе, Б. А. Альтеркопу и А. А. Галееву за обсуждение.

Институт земного магнетизма, ионосферы
и распространения радиоволн
Академии наук СССР
Академгородок Московской обл.

Поступило
3 VII 1973

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] *А. А. Галеев, Г. Лаваль и др.* Письма ЖЭТФ, т. 17, 48 (1973). [2] *С. И. Брагинский,* Вопросы теории плазмы, т. 1, 1963, стр. 183. [3] *D. W. Forslund,* J. Geophys. Res., v. 75, 17 (1970). [4] *Л. И. Рудаков, Л. В. Кораблев,* ЖЭТФ, т. 50, 220 (1966). [5] *Л. М. Коврижных,* ЖЭТФ, т. 51, 1795 (1966). [6] *Р. Е. Векштейн, Р. З. Сагдеев.* Письма ЖЭТФ, т. 11, 297 (1970).