Письма в ЖЭТФ, том 58, вып.7, стр.520 - 523 ©1993 г. 10 октября

СТОХАСТИЧЕСКИЙ НАГРЕВ ПЛАЗМЫ ПОЛЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.А.Буц, К.Н.Степанов

Харьковский физико-технический институт

310108 Харьков, Украина

Поступила в редакцию 25 июня 1993 г.

После переработки 20 августа 1993 г.

Предложен новый метод быстрого нагрева плазмы, который заключается в развитии стохастической неустойчивости движения электронов в поле трех или более высокочастотных ($\omega \gg \omega_p$) электромагнитных волн большой амплитуды. Элементарным резонансным механизмом взаимодействия волн с частицами является нормальное (комптоновское) или аномальное рассеяние. Скорость нагрева при одинаковой мощности излучения оказывается значительно большей, чем при известных методах нагрева.

Нагрев плазмы электромагнитными волнами (в частности, в устройствах управляемого термоядерного синтеза (УТС)) может осуществляться, в случае слабых полей, в "линейном" режиме, когда энергия, получаемая частицами от волны, успевает разменяться вследствие столкновений среди других частиц плазмы и отклонение их функции распределения по скоростям от максвелловского оказывается малым [1]. В случае сильных электромагнитных волн, когда возмущение функции распределения частиц достаточно велико, становится возможным возбуждение неустойчивых собственных плазменных волн и турбулизация плазмы (многочисленные пучково-плазменные и параметрические неустойчивости), рассеяние частиц плазмы на турбулентных пульсациях электрического поля приводит в этом случае к "турбулентному" нагреву плазмы [2,3].

Ниже мы покажем, что существует механизм "прямого" нагрева электронов плазмы полем сильных электромагнитных волн, который приводит к значительно более быстрому, чем турбулентный, нагреву плазмы. Этот механизм, который мы ниже будем называть стохастическим, заключается в том, что электроны плазмы в поле нескольких ($N \geq 3$) электромагнитных волн могут оказаться в черенковском резонансе с полем комбинационной волны (волны биения и, когда ширина этого нелинейного резонанса оказывается достаточно большой, так что сепаратриса этого резонанса касается сепаратрисы нелинейного резонанса на другой комбинационной волне, развивается локальная неустойчивость движения электронов и возникает их стохастический нагрев. Возникновение нелинейных комбинационных колебаний в этом случае такое же, как в лазерах на свободных электронах.

Рассматриваемый механизм близок к известному – многоволновому нагреву при электронном циклотронном резонансе (см. [4,5 и др.]), при котором разрушаются интегралы движения, характеризующие динамику частиц при циклотронном резонансе с одной волной.

Следует заметить, что имеется еще одна возможность "прямого" нагрева частиц плазмы – нагрев при воздействии на плазму случайного (шумового) электромагнитного поля. Ниже мы сравниваем предлагаемый механизм нагрева с известными и показываем, что во многих случаях, представляющих практический интерес, стохастический нагрев эффективнее "шумового".

Рассмотрим заряженную частицу, которая движется в поле нескольких $(N+1)$ электромагнитных волн:

$$\mathbf{E} = \mathrm{Re}\sum_{n=0}^{N} \mathbf{E}_n;$$

$$\mathbf{E}_n = \mathcal{E}_n e^{i\Psi_n}, \qquad \mathbf{H} = \mathrm{Re}\sum_{n=0}^{N} \mathbf{H}_n; \qquad \mathbf{H}_n = c[\mathbf{k}_n \mathbf{E}_n]/\omega_n,$$

где $\Psi_n \equiv \mathbf{k}_n \mathbf{r} - \omega_n t$. Удобно ввести следующие переменные: $\mathbf{P}_1 = \mathbf{P}/mc$, $\mathbf{E}_{n,1} = eE_n/mc\omega_n$, $\mathbf{k}_{n,1} = \mathbf{k}_n c/\omega_n$, $\tau = \omega_0 t$, $\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}\omega_0/c$, $\omega_{n,1} = \omega_n/\omega_0$, $\mathbf{v}_1 = \mathbf{v}/c$. В этих переменных (индекс 1 опускаем) уравнение движения частицы приобретает вид

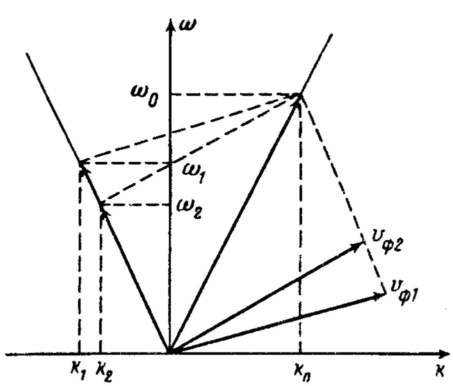
$$\dot{\mathbf{P}} = \frac{d\mathbf{P}}{d\tau} = \mathrm{Re}[\sum_{n=0}^{N} \mathbf{E}_n(\omega_n - \mathbf{k}_n \dot{\mathbf{r}}) + \sum_{n=0}^{N} \mathbf{k}_n(\dot{\mathbf{r}}\mathbf{E}_n)], \tag{1}$$

где $\dot{x} \equiv dx/d\tau$. Положим в (1) зависимые переменные в виде суммы быстрых и медленных величин. Рассмотрим случай, когда все волны поперечные, а их волновые векторы практически коллинеарны $(\mathbf{k}_m \vec{\mathcal{E}}_n \ll 1)$. Тогда для определения медленных величин получим следующую систему уравнений:

$$d\gamma^2/d\tau = \sum(\vec{\mathcal{E}}_m \vec{\mathcal{E}}_n)(\omega_m \mp \omega_n)\cos\theta_{mn},$$

$$d\theta_{mn}/d\tau = (\mathbf{k}_m \mp \mathbf{k}_n)\mathbf{v} - (\omega_m \mp \omega_n), \tag{2}$$

где γ – энергия частиц, θ_{mn} – фаза комбинационной волны. Суммирование в первом уравнении идет по тем парам волн, сумма фаз которых $(\Psi_m \mp \pm\Psi_n)$ меняется медленно. Верхний знак соответствует эффекту нормального рассеяния, нижний – аномальному рассеянию (по терминологии работы [6]).



Рассмотрим простейшую возможность стохастического нагрева плазмы. Пусть на нее действуют три волны. Причем первая $(\omega_1,\ \mathbf{k}_1,\ \mathcal{E}_1)$ и вторая $(\omega_2\ \mathbf{k}_2,\ \mathcal{E}_2)$ движутся навстречу нулевой $(1,\ \mathbf{k}_0, \mathcal{E}_0)$, то есть реализуется схема нормального рассеяния. При этом возможно возникновение двух комбинационных волн с фазовыми скоростями:

$$v_{\Phi i} = \Delta\omega_{0i}/(k_0 + k_i), \quad i = \{1, 2\}, \quad \Delta\omega_{oi} \equiv 1 - \omega_i.$$

Дисперсионная диаграмма, показывающая возникновение комбинационных волн, представлена на рисунке. Условием возникновения стохастической неустойчивости будет условие перекрытия нелинейных резонансов:

$$(v_{\Phi 2} - v_{\Phi 1}) \leq \frac{\mathcal{E}_0}{\gamma_0^2\sqrt{k_0 v_0}}[\sqrt{\mathcal{E}_1\Delta\omega_{01}} + \sqrt{\mathcal{E}}_2\Delta\omega_{02}], \tag{3}$$

где γ_0, v_0 – начальные значения энергии и скорости. Если условие (3) выполнено, то в уравнениях (2) мы оставим только два слагаемых в правой части первого уравнения, а фазы волн, можно считать, меняются по случайному закону. Тогда, после усреднения по случайным фазам и по случайному расположению частиц, можно получить следующее выражение для среднего квадрата изменения энергии частиц:

$$< (\Delta\gamma)^2 > \simeq \frac{\mathcal{E}^4(\Delta\omega)^2}{4\gamma_0^2}\tau, \tag{4}$$

где

$$< L > \equiv \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} d(\mathbf{kr}) \lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\int_{-T}^{T} L dt.$$

При выводе (4) мы считали $\Delta\omega_{01} \simeq \Delta\omega_{02} \equiv \Delta\omega$, $\mathcal{E}_0 \simeq \mathcal{E}_1 \simeq \mathcal{E}_2 \equiv \mathcal{E}$ и время $\tau \gg \tau_k$ – время расцепления корреляций движения, которое обычно составляет несколько периодов.

Чтобы в стохастический нагрев попали все частицы плазмы, необходимо выполнение неравенства $\Delta v > v_{\Phi 1}$. Из этого условия в нерелятивистском приближении находим $\mathcal{E} > 0,25\sqrt{\Delta\omega v}$, то есть для захвата и нагрева всех электронов плазмы достаточно весьма умеренных лазерных полей.

Сравним эффективность нагрева частиц когерентными полями с нагревом частиц шумовым полем. Для этого рассмотрим движение частицы в шумовом поле. Из уравнения для энергии

$$\frac{d\gamma}{d\tau} = (\mathbf{v}\vec{\mathcal{E}}_{\text{ш}})$$

в тех же приближениях, что и выше, легко найти

$$< (\Delta\gamma)^2 >_{\text{ш}} = v^2\mathcal{E}_{\text{ш}}^2\tau.$$

Пусть энергия, запасенная в шумовом поле и в когерентном излучении, одинакова, то есть $\mathcal{E}_{\text{ш}}^2\Delta\omega_{\text{ш}} = \mathcal{E}^2\Delta\omega$. Для шумового поля ширина спектра $\Delta\omega_{\text{ш}} > \omega$, для когерентного – $\Delta\omega = \omega/Q$, где Q – добротность оптического резонатора ($Q \sim 10^6 \div 10^7$). Тогда отношение приращения энергии частиц в этих полях, определяющее эффективность нагрева, равно

$$K \equiv \frac{< (\Delta\gamma)^2 >}{< (\Delta\gamma)^2 >_{\text{ш}}} > \frac{\mathcal{E}^2(\Delta\omega)^2 Q}{4\gamma_0^2 v_0^2}. \tag{5}$$

Для большинства представляющих интерес случаев $k \gg 1$.

Сравним теперь рассматриваемый механизм с известными. Существует два основных сценария нагрева плазмы полем сильных электромагнитных волн. В первом падающая на плазму волна в результате параметрических процессов (например, распадных, в вынужденном комптоновском рассеянии и др. [1–3]) возбуждает турбулентные пульсации электрического и магнитного полей, которые и приводят к нагреву плазмы. Процесс турбулизации занимает время, которое может оказаться больше времени стохастического нагрева. Кроме того, энергия падающей волны в процессе турбулизации распределяется в широком спектре собственных колебаний. В этом случае, согласно (5), эффективность нагрева меньше, а время нагрева больше, чем при стохастическом нагреве. Второй сценарий связан с прямым столкновением частиц. Частота столкновений ν пропорциональна плотности плазмы и при $n = 10^{22}\,\text{см}^{-3}$ и $T = 7\,\text{кэВ}$ равна $\nu = 10^{12}\,\text{с}^{-1}$. Если частота волны $\omega = 5 \cdot 10^{15}\,\text{с}^{-1}$, а ее амплитуда $\mathcal{E} = 0,1$, то нагрев электронов до $7\,\text{кэВ}$ произойдет за время $\Delta t_{\text{н}} = 2 \cdot 10^{-14}$, то есть за время, значительно меньшее времени столкновения. Таким образом, имеется интересная для приложений область параметров лазерного излучения и плазмы, в которой предлагаемый механизм нагрева эффективнее известных.

Рассмотрим возможность использования стохастического метода для целей УТС. Для этого необходимо нагреть ионы. Из (4) следует, что темп нагрева ионов мал, $\tau_{\text{н}} \propto (\imath n_i)^4$. Быстрее они нагреваются в результате столкновений с горячими электронами. При этом возможна следующая схема механизма нагрева ионов. Под действием лазерного поля ($\mathcal{E} = 0,1$, $\omega = 5 \cdot 10^{15}$) электроны плазмы с $n = 10^{22}\,\text{см}^{-3}$ за время $t < 10^{-13}\,\text{с}$ нагреваются до $T = 7\,\text{кэВ}$. Нагретые электроны за время $t \sim 10^{-9}\,\text{с}$ передадут энергию ионам. За это время мишень с радиусом $r = 0,1\,\text{см}$ не успеет разлететься.

Отметим, что быстрый нагрев электронов будет препятствовать развитию большинства неустойчивостей, так как их инкременты Γ невелики: $\Gamma \Delta t_{\text{н}} < 1$. В этом случае поглощенная энергия лазерного излучения будет эффективнее переходить в тепло, в нагрев ионов.

1. К.Н.Степанов, Физика плазмы **9**, 45 (1983).
2. В.Н.Цытович, Теория турбулентной плазмы, М.: Атомиздат, 1971.
3. В.П.Силин. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму, М.: Наука, 1973.
4. А.Лихтенберг, М.Либерман. Регулярная и стохастическая динамика, М.: Мир, 1984. (A.Lichtenberg, M.A.Lieberman. Regular and stochastic motion, springer-verlag New York-Heicciberg-Berlin).
5. B.H.Quon, R.A.Dandl, W.Divergilio at all. The Phys. Fluids **28**, 1503 (1985).
6. И.М.Франк, УФН **129**, 685 (1979).