[2] Marchetti R., Penco E., Salvetti M. // IEEE J. QUANT. ELECTR. 1985. QE-21. N 11. P. 1766-1774.
[3] Pace P.W., Lacombe M. // IEEE J. QUANT. ELECTR. 1978. QE-14. N 4. P. 263-274.
[4] Месяц Г.А., Осипов В.В., Петров А.Н., Тельнов В.А., Фролов В.Н., Хамидулин Г.М. // ЖТФ. 1990. Т. 60. № 4.
[5] Гаврилова Л.Я., Липатов Н.И., Пашинин П.П. и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 6. С. 557-560.
[6] Осипов В.В., Тельнов В.А., Хамидулин Г.М. // ПТЭ. 1988. № 1. С. 181-182.

Институт электрофизики
АН СССР,
Уральское отделение, Свердловск

Поступило в Редакцию
25 мая 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 16 26 августа 1990 г.

01; 04

О ВОЗМОЖНОСТИ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ НАГРЕВА ПЛАЗМЫ ПУЧКОМ ЭЛЕКТРОНОВ

С.И. Попель, В.Н. Цытович

Радиационно-резонансные взаимодействия (РРВ) [1, 2] волн и частиц в плазме существенным образом влияют на динамику надтепловых электронов плазмы (см. [2-4]). В случае пучковой неустойчивости РРВ приводят для пучков достаточно низкой плотности к совершенно иному механизму ее развития, чем тот, который был предложен в [5] без учета РРВ. Ниже будет показано, что это обстоятельство позволяет при определенных условиях повысить эффективность нагрева плазмы пучком электронов.

Пусть в плазме с концентрацией n в момент времени $t=0$ имеется одномерный пучок электронов с концентрацией n_b ($n_b \ll n$), характерной скоростью v_b и разбросом по скоростям Δv ($\Delta v \ll v_b$). Предполагается, что $v_b \gg v_{Te}$ (v_{Te} – тепловая скорость электронов), и выполнено условие применимости кинетического описания: $\Delta v / v_b \gg (n_b/n)^{1/3}$. Динамику пучка описывает система уравнений (см. [1-2]), описывающая квазилинейные эффекты, а также эффекты, вызванные РРВ, и состоящая из уравнений, определяющих динамику функции распределения электронов и энергетического спектра ленгмюровских волн, возбуждаемых вследствие пучковой неустойчивости. В предположении, что ленгмюровские волны возбуждаются в направлении распространения пучка, система уравнений, полученная из приведенных в [1-2] уравнений, описывающих эффекты, вызванные РРВ, и квазилинейные эффекты, при $v_{Te} \ll v \ll c$ (с – скорость света) имеет вид:

$$\frac{\partial \Phi_v}{\partial t} = \frac{4\pi^2 e^2}{m^2} \frac{\partial}{\partial v} \frac{W_v}{v} \left(\frac{\partial \Phi_v}{\partial v} + \frac{\alpha n}{2\pi c^2} \right) + S_v , \qquad (1)$$

$$\frac{\partial W_v}{\partial t} = \frac{4\pi^2 e^2}{m\omega_{pe}} v^2 W_v \left(\frac{\partial \Phi_v}{\partial v} \left(1 + \frac{8\alpha}{3\pi} \left(\ln 2 - \frac{11}{24} \right) \right) + \frac{\alpha n}{2\pi c^2} \right), \qquad (2)$$

где $\Phi_v(t)$ – одномерная функция распределения электронов, включающая в себя как распределение электронов плазмы, так и электронов пучка, $n + n_b = \int \Phi_v(t)\, dv$, $W_v(t)$ – одномерный спектр ленгмюровских волн $(W_v(t) \equiv W_q(t)|_{q=\omega_{pe}/v}$, $\int W_q(t)\, dq = W(t)$ – плотность энергии ленгмюровских волн в плазме в момент времени t), m – масса электрона, e – его заряд, $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$, $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n e^2/m}$, $S_v(t) \sim \alpha (e/mc)^2 \Delta\Phi_1(t) W_{v_b}(t) v_b^{-1} \operatorname{sign}(v_1(t) - v)$, $v_1(t)$ – наименьшая скорость частиц в пучке в момент времени t, $\Delta\Phi_1(t)$ – скачок на функции распределения в окрестности $v_1(t)$.

Система уравнений (1)-(2) в приближении, когда в уравнении (1) пренебрегается слагаемым S_v, а в (2) – слагаемым, содержащим $8\alpha(\ln 2 - 11/24)/(3\pi)$, имеет стационарное решение:

$$\Phi_v = \alpha n (v_0 - v)/(2\pi c^2), \qquad (3)$$

где постоянная v_0 определяется из условия сохранения числа частиц в области пучка.

Рассмотрим случай $n_b/n \gg (\alpha/4\pi)(v_b/c)^2$. Можно показать, что в этом случае процесс развития пучковой неустойчивости происходит сходно с описанным в [5] без учета РРВ: за время $t_1 \sim (n/n_b) \ln(1 + W_0/\tilde{W}) \omega_{pe}^{-1}$ (где W_0 – энергия, переданная волнам частицами пучка, W – энергия волн в плазме в момент $t=0$) наименьшая скорость частиц в пучке $v_1(t)$ уменьшается до значения $v_1(t_1) \sim v_{Te}$, и в области скоростей $[v_1(t_1), v_b]$ устанавливается стационарное значение функции распределения (3) с $v_0 \approx v_b/2 + 2\pi c^2 n_b/(\alpha n v_b)$. Частицы пучка после этого термализуются, т.е. переходят в область скоростей $\sim v_{Te}$ за время порядка времени свободного пробега электронов пучка:

$$t_2 \sim (N_D/\omega_{pe})(v_b/v_{Te})^3, \qquad (4)$$

где $N_D \equiv (4\pi/3) n (v_{Te}/\omega_{pe})^3$. Таким образом, в рассматриваемом случае величина nT_e (где T_e – температура электронов) увеличивается на величину плотности энергии электронов пучка $E_b \approx m v_b^2 n_b/2$ за время $\tau \sim t_2$ (это происходит как при $t_1 \ll t_2$, когда в области $[v_1(t_1), v_B]$ за время $\sim t_1$ устанавливается функция распределения (3), так и при $t_1 \gg t_2$, когда состояние, описываемое (3), не успевает установиться). Эффективность нагрева плазмы в этом случае имеет вид: $\eta \equiv E_B/\tau \sim m v_{Te}^3 n_B \omega_{pe}/(N_D v_B)$ и совпадает с вычисленной без учета PPB.

Рассмотрим теперь случай $n_B/n \ll (\alpha/4\pi)(v_B/c)^2$, $v_B \gg \gg v_{Te}\sqrt{2\ln((\sqrt{2\pi}/\alpha)(c/v_{Te}))}$. В этом случае числа частиц в пучке нёдостаточно, чтобы в области скоростей от $\sim v_{Te}$ до v_B установилось стационарное значение (3) функции распределения. Более того, поскольку в этом случае в окрестности $v_1(t)$ все время сохраняется участок, где $\Delta\Phi_1(t)>0$, из пучка все время происходит убыль частиц за счет члена $S_v(t)$ в уравнении (1) (в случае $n_B/n \gg (\alpha/4\pi)(v_B/c)^2$ после установления стационарного состояния (3) в области $[v_1(t_1), v_B]$ $\Delta\Phi_1$ =0 и S_v=0). Эти частицы перекачиваются в область скоростей $\sim v_{Te}$, т.е. частицы пучка термализуются. Время их термализации имеет порядок:

$$t_3 \sim \left(\alpha (v_B/c)^2 (n_B/n)\,\omega_{pe}\right)^{-1}. \tag{5}$$

При этом предполагается, что $t_3 \ll t_2$. Иначе (при $t_3 \gg t_2$) частицы пучка термализуются за время $\sim t_2$. Таким образом, эффективность нагрева плазмы в этом случае имеет вид: $\eta \approx m v_B^2 n_B / 2\min(t_2, t_3) \sim \max\{\alpha\,\omega_{pe} n_B m v_B^2 (v_B/c)^2 (n_B/n),\ m v_{Te}^3 n_B \omega_{pe}/(N_D v_B)\}$.

Следовательно, при инжекции в плазму пучка с концентрацией $n_B^{(1)} \ll n(\alpha/4\pi)(v_B/c)^2$, причем $v_B \gg v_{Te}\sqrt{2\ln((\sqrt{2\pi}/\alpha)(c/v_{Te}))}$, эффективность нагрева плазмы может возрасти по сравнению с эффективностью нагрева, возникающей при инжекции в плазму пучка с характерной скоростью v_B и концентрацией $n_B^{(2)}$ ($n_B^{(2)} \gg \gg n(\alpha/4\pi)(v_B/c)^2$), если выполнено условие $\alpha (v_B/c)^2 (n_B^{(1)}/n) \times \times (n_B^{(1)}/n_B^{(2)}) N_D \gg (v_{Te}/v_B)^3$. При этом эффективность нагрева плазмы пучком с концентрацией $n_B^{(1)}$ в $\alpha (v_B/c)^2 (v_B/v_{Te})^3 \times \times (n_B^{(1)}/n)(n_B^{(1)}/n_B^{(2)}) N_D$ раз больше, чем при нагреве плазмы пучком с концентрацией $n_B^{(2)}$. Например, если требуется увеличить температуру электронов плазмы T_e на величину ΔT, используя пучки с характерной скоростью электронов в них v_B, причем $(\alpha/4\pi)(v_B/c)^2 \ll (2\Delta T/(m v_B^2)) \ll (\alpha^3/(4\pi)^2)(v_B/c)^6 (v_B/v_{Te})^3 N_D$, $v_B \gg v_{Te}\sqrt{2\ln((\sqrt{2\pi}/\alpha)(c/v_{Te}))}$, то можно осуществлять нагрев плазмы более эффективно, чем при однократном инжектировании в плазму пучка электронов с концентрацией $n_B^{(2)} \approx 2n\Delta T/(m v_B^2)$. Для этого следует многократно через промежутки времени $\sim t_3$ инжектировать в плазму пучки с концентрацией $n_B^{(1)}$: $n_B^{(1)} \ll \ll n(\alpha/4\pi)(v_B/c)^2$, $\alpha (v_B/c)^2 (n_B^{(1)}/n)(n_B^{(1)}/(2n\Delta T)) m v_B^2 N_D \gg (v_{Te}/v_B)^3$.

Итак, показано, что учет PPB приводит для пучков низкой плотности ($n_B/n \ll (\alpha/4\pi)(v_B/c)^2$) к значению эффективности нагрева плазмы такими пучками, отличному от вычисленного без учета PPB. Используя такие пучки, можно повысить эффективность нагрева плазмы.

Список литературы

[1] Цытович В.Н. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. В. 5. С. 1680-1695.

[2] Tsytovich V.N. // Phys. Reports. 1989. V. 178. N 5-6. P. 261-387.

[3] Попель С.И., Цытович В.Н. Препринт 219, Москва, ФИАН, 1988.

[4] Tsytovich V.N., Popel S.I. // Comments Plasma Phys. Controlled Fusion. 1989. V. 12. No 4. P. 171-179.

[5] Иванов А.А., Рудаков Л.И. // ЖЭТФ. 1966. Т. 51. В. 5. С. 1522-1534.

Физический институт им. П.Н. Лебедева АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию 14 февраля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 16 26 августа 1990 г.

01; 05

КИНЕТИКА УСТАНОВЛЕНИЯ РАВНОВЕСИЯ В СИСТЕМАХ С КВАЗИНЕПРЕРЫВНЫМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ СПЕКТРОМ

С.Н. Тараскин, М.И. Клингер

В данной работе анализируются некоторые процессы термической релаксации в системах с квазинепрерывным энергетическим спектром. Прежде всего имеется в виду релаксация электронной или неосновной атомной подсистемы в неупорядоченных твердых телах. Общее рассмотрение конкретизируется на примере анализа релаксации водородной подсистемы в аморфном кремнии с водородом (a-$Si:H$). Для этого вещества экспериментально установлено, что закалка до температуры ниже определенной (т.е. быстрое охлаждение от T_0 до T) сопровождается затянутыми релаксационными процессами с макроскопическими характерными временами, которые связываются с дисперсионным диффузионным движением атомов водорода [1]. При этом дисперсия является следствием разброса глубин потенциальных ям для водорода, как правило, экспоненциального вида с характерным энергетическим масштабом спада w.

Ниже предлагается теоретическая модель релаксации водородной подсистемы при закалке a-$Si:H$, основанная на представлении о квазинепрерывном распределении энергий атомов водорода в основной сетке a-$Si:H$. На основе решений уравнений баланса полу-