

СТОХАСТИЧЕСКИЙ НАГРЕВ ПЛАЗМЫ ПРИ ЭЛЕКТРОННОМ ЦИКЛОТРОННОМ РЕЗОНАНСЕ

А.Н.Антонов, В.А.Буц, О.Ф.Ковпик, Е.А.Корнилов, О.В.Мануйленко¹⁾,
В.Г.Свиценский, К.Н.Степанов, Ю.А.Туркин

Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт"
310108 Харьков, Украина

Поступила в редакцию 12 февраля 1999 г.

После переработки 29 апреля 1999 г.

Теоретически и экспериментально показана высокая эффективность стохастического нагрева электронов плазмы. Расчеты показали, что за 100 периодов внешнего сверхвысокочастотного (СВЧ) поля кинетическая энергия частиц достигает значений в 1.0 МэВ, средняя – порядка 0.3 МэВ в поле двух, распространяющихся навстречу, собственных волн цилиндрического волновода с амплитудами 24 кВ/см в стационарном магнитном поле 1 кГс. Стохастическая неустойчивость развивается вследствие перекрытия нелинейных циклотронных резонансов. Результаты эксперимента соответствуют развитой теории: при возбуждении этих волн внешним источником мощностью 0.9 МВт, при превышении порогового значения в 0.45 МВт, получено рентгеновское излучение с энергией гамма-квантов, соответствующей максимальной энергии электронов, порядка 1 МэВ за время около 800 периодов внешнего СВЧ поля.

PACS: 05.45.+b, 47.52.+j, 52.50.Gj

1. Для нагрева плазмы в устройствах управляемого термоядерного синтеза (УТВ) широко применяются различные высокочастотные (ВЧ) методы, основанные на линейных "бесстолкновительных" механизмах поглощения энергии [1, 2]. Типичной является ситуация, когда поглощение волн осуществляется в узкой резонансной области, где частицы получают или отдают, в зависимости от фазы волна – частица, энергию, а затем, двигаясь вдоль магнитных силовых линий, "забывают" о фазе вследствие столкновений, так что при последующем прохождении резонансной зоны эту фазу можно считать случайной. В этом случае в среднем частица набирает энергию. Такой метод нагрева позволяет достичь термоядерных температур, если энергетическое время жизни плазмы достаточно велико. Эти методы не применимы, если необходимо нагреть плазму в течение очень короткого промежутка времени. В этом случае нагрев может быть осуществлен при прямом преобразовании энергии электромагнитных волн в тепловую энергию частиц плазмы, когда исключаются "промежуточные" звенья процесса нагрева, например столкновения. Реализация прямого бесстолкновительного нагрева может быть осуществлена двумя способами. В первом из них само поле должно быть хаотическим, во втором (мы далее называем его стохастическим нагревом) – создаются условия, при которых движение частиц в поле регулярных волн становится хаотичным. При осуществлении первого механизма нагрева нужны генераторы шумовых колебаний. Кроме того, по-видимому, во всех случаях, представляющих практический интерес, стохастический нагрев плазмы полями регулярных волн более эффективен, чем нагрев шумовыми полями [3].

¹⁾ e-mail: man@kipt.kharkov.ua

Стохастический нагрев плазмы в открытых магнитных ловушках изучался ранее в [4–7], многочастотный электронный циклотронный резонансный (ЭЦР) нагрев – в [8–10]. Рассмотренная в [4] и цитируемых там работах модель стохастического нагрева менее эффективна, чем схема нагрева, исследуемая в данной работе. Это связано с тем, что при нагреве плазмы в открытых магнитных ловушках передача энергии от электромагнитного поля к частицам плазмы осуществляется в узкой области, где выполняются условия циклотронного резонанса для электронов плазмы с внешним ВЧ полем. После прохождения такой резонансной области частицы движутся вдоль магнитных силовых линий, не взаимодействуя резонансно с ВЧ полем. В схеме же нагрева, которая изучена в данной работе, взаимодействие электронов плазмы с ВЧ полем происходит не в узкой резонансной области, а во всем объеме, который занимают частицы плазмы. Тем самым исключен промежуток времени, на котором частицы плазмы не взаимодействуют с полем электромагнитной волны.

В настоящей работе излагаются результаты теоретических и экспериментальных исследований стохастического нагрева электронов плазмы полем электромагнитных волн круглого волновода и круглого резонатора в постоянном внешнем магнитном поле.

2. Рассмотрим движение заряженной частицы в поле H волны круглого волновода радиуса a и в постоянном магнитном поле H_0 , направленном вдоль его оси. В цилиндрической системе координат (r, ϕ, z) с началом в центре поперечного сечения волновода и осью z , направленной вдоль оси волновода, составляющие поля H_{mn} волны имеют вид

$$\begin{aligned} E_r &= E_0 \frac{m}{k_{\perp} r} J_m(k_{\perp} r) \sin(m\phi) \sin(k_z z - \omega t), \\ E_{\phi} &= E_0 J'_m(k_{\perp} r) \cos(m\phi) \sin(k_z z - \omega t), \quad E_z = 0, \\ H_r &= -\frac{k_z}{k} E_{\phi}, \quad H_{\phi} = \frac{k_z}{k} E_r, \quad H_z = \frac{k_{\perp}}{k} E_0 J_m(k_{\perp} r) \cos(m\phi) \cos(k_z z - \omega t), \end{aligned} \quad (1)$$

где J_m – функция Бесселя порядка m , J'_m – ее производная, $k_{\perp} = \nu_{mn}/a$, $J'_m(\nu_{m,n}) = 0$, $k_z = \sqrt{k^2 - k_{\perp}^2}$, $k = \omega/c$, c – скорость света, ω – частота. В безразмерных переменных

$$\omega t \rightarrow t, \quad r\omega/c \rightarrow \mathbf{r}, \quad \mathbf{p}/Mc \rightarrow \mathbf{p}, \quad k_{\perp} c/\omega \rightarrow k_{\perp}, \quad k_z c/\omega \rightarrow k_z,$$

где $\mathbf{r} = \{r, z\}$, $\mathbf{p} = \{p_{\perp}, p_z\}$ – импульс, M – масса, уравнения движения частицы в поле (1), после усреднения в окрестности циклотронного резонанса ($k_z p_{z0,s} + s\omega_H)/\gamma_{0,s} - 1 \approx 0$, где s – целое, $\omega_H = eH_0/Mc\omega$, $\gamma_{0,s}^2 = 1 + p_{\perp 0,s}^2 + p_{z0,s}^2$ (см. [11]), в случае, когда поперечный импульс частицы не слишком мал, имеют вид

$$\frac{d}{dt} \tilde{\gamma} = \frac{\epsilon_0 p_{\perp 0,s}}{2\gamma_{0,s}} J_{m+s}(k_{\perp} r_{c,s}) J'_s(k_{\perp} \rho_{0,s}) \text{Im}[i^s \exp(i\tilde{\Theta}_s)], \quad \frac{d}{dt} \tilde{\Theta}_s = \frac{\tilde{\gamma}}{\gamma_{0,s}} (k_z^2 - 1), \quad (2)$$

где $\tilde{\gamma}$ – отклонение энергии частицы от $\gamma_{0,s}$, $\epsilon_0 = eE_0/Mc\omega$, $r_{c,s}$ – радиус ведущего центра частицы, $\rho_{0,s} = p_{\perp 0,s}/\omega_H$ – ларморовский радиус, $\tilde{\Theta}_s$ – резонансное значение спиральной фазы частицы в поле (1). Уравнения (2) практически совпадают с аналогичными уравнениями работы [11], где изучалась стохастическая динамика частиц в однородном магнитном поле и в поле плоской электромагнитной волны. Отличие состоит в множителе $0.5 J_{m+s}(k_{\perp} r_{c,s})$ в правой части первого уравнения. Если поперечный импульс мал, то уравнения (2) усложняются. Полная система уравнений и ее анализ содержатся в [12].

Соседние нелинейные циклотронные резонансы перекроются если

$$|\epsilon_0 p_{\perp 0, s} J_{m+s}(k_{\perp} r_{c, s}) J'_s(k_{\perp} \rho_0, s)|^{1/2} + |\epsilon_0 p_{\perp 0, s+1} J_{m+s+1}(k_{\perp} r_{c, s+1}) J'_{s+1}(k_{\perp} \rho_0, s+1)|^{1/2} \geq \omega_H / k_{\perp} \sqrt{2}. \quad (3)$$

Пусть частица находится в циклотронном резонансе с номером s и выполнены условия оптимального резонансного взаимодействия: $m + s = 0$, $r_{c, s} \approx 0$, тогда ширина ближайшего резонанса с номером $s \pm 1$ будет в $|J_1(k_{\perp} r_{c, s+1})|^{-1/2}$ раз меньше ширины резонанса s , то есть ширины соседних резонансов малы. Кроме того, для малых k_{\perp} расстояние между резонансами увеличивается быстрее ($k_{\perp} = 1$ – условие непропускания волновода), чем их ширина (предел $k_{\perp} \rightarrow 0$ – авторезонанс, когда линия резонанса совпадает с интегралом движения [13]). Поэтому достичь перекрытия циклотронных резонансов трудно – требуется большая амплитуда поля. Аналитические оценки и численное моделирование для волны $H_{1,1}$ и $a = 8$ см, $\omega/2\pi = 2.8$ ГГц, $H_0 = 1$ кГц показывают, что резонансы не перекрываются вплоть до значений $\epsilon_0 \approx 1$ ($E_0 \approx 300$ кВ/см).

Движение частицы становится хаотическим при меньших ϵ_0 , если добавить волну $H_{2,1}$, распространяющуюся навстречу волне $H_{1,1}$. В этом случае на плоскости (p_z, γ) появляются линии резонансов частицы с волной $H_{2,1}$, пересекающие линии резонансов частицы с волной $H_{1,1}$. Анализ условий развития стохастической неустойчивости показывает, что она развивается при напряженностях поля порядка 24 кВ/см для указанных выше параметров. Численный анализ движения электронов в поле двух волн $H_{1,1}$ и $H_{2,1}$ подтверждает этот результат. Исходные уравнения движения были проинтегрированы численно для 1000 частиц. При $t = 0$ электроны распределены случайно по координатам и направлению поперечной скорости внутри цилиндра радиусом $a/8$ и длиной $2\pi/k_z$, расположенного в центре волновода, $\gamma(t = 0) = 1 + 10^{-4}$, $p_z(t = 0) = 0$, амплитуды волн $H_{1,1}$ и $H_{2,1}$ одинаковы: $\epsilon_0 = 0.08$, $a = 8$ см, $\omega/2\pi = 2.8$ ГГц, $H_0 = 1$ кГц. Функция распределения частиц при $t = 200\pi$ приведена на рис.1. Видно, что частицы приобретают значительную энергию – более половины всех частиц имеют $\gamma > 1.5$. Зависимости средней энергии частиц $\langle \gamma \rangle$ и дисперсии $\sigma^2 = \langle (\gamma - \langle \gamma \rangle)^2 \rangle$ от времени показывают, что $\langle \gamma \rangle$ возрастает до 1.6, а σ^2 – до 0.12 за $t = 200\pi$. Аналогичные результаты получаются при движении частиц в полях круглого резонатора.

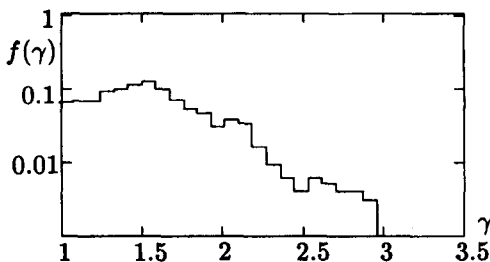


Рис.1. Функция распределения электронов по энергии в поле двух бегущих навстречу друг другу волн

3. Результаты экспериментов представлены на рис.2, 3. СВЧ мощность на частоте 2.7 ГГц вводилась в резонатор, заполненный плазмой (плотность до 10^9 см $^{-3}$), в котором одновременно возбуждалось несколько собственных мод. При достижении порогового значения (> 450 кВт) фиксировалось интенсивное рентгеновское излучение. Оно достигало своего максимального значения только при величине H_0 ,

соответствующей ЭЦР. Ширина резонансной линии интенсивности рентгеновского излучения на уровне 0.5 составляет 10% от резонансного значения H_0 . Все измерения, приведенные ниже, выполнены при $H_0 = 0.97$ кГс.

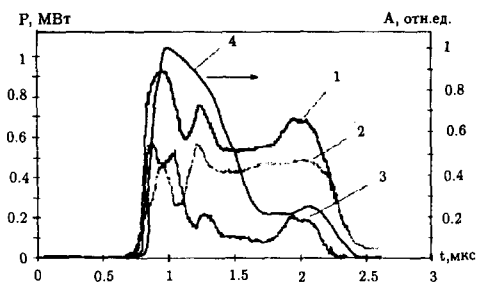


Рис.2. Зависимость от времени мощности падающей волны (1), мощности отраженной волны (2), поглощенной мощности (3) в резонаторе и интенсивность рентгеновского излучения (4)

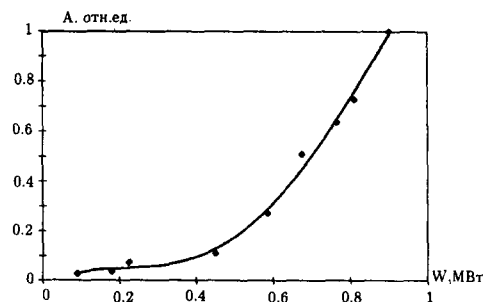


Рис.3. Зависимость интенсивности рентгеновского излучения в его максимуме при возбуждении мод $H_{1.1}$ и $H_{2.1}$ от вводимой мощности в плазму

Высокоэнергетичные электроны и связанное с ними рентгеновское излучение появляются только при одновременном возбуждении нескольких мод. Модовый состав резонатора (добротность ~ 100) менялся с помощью изменения его длины. Максимальная интенсивность рентгеновского излучения наблюдается при возбуждении мод $H_{1.1.10}$ и $H_{2.1.8}$ (длина резонатора 60.8 см), $H_{2.1.7}$, $E_{0.1.8}$ (длина 52.6 см) и $H_{0.1.5}$, $E_{1.1.5}$ (длина 52.2 см). Несколько меньшая – при возбуждении $H_{0.1.6H}$ и $E_{1.1.6}$ (длина 62.6 см).

На рис.2 представлена зависимость от времени мощности падающей волны (1), мощности отраженной волны (2) и величина поглощенной мощности (3) в резонаторе (длина 60.8 см). Зависимость интенсивности рентгеновского излучения от времени (4) имеет два максимума, которые практически совпадают с максимумами поглощенной мощности в резонаторе – 500 – 550 кВт на 1 мкс и 200 кВт на 2 мкс. Энергия электронов в максимуме интенсивности рентгеновского излучения на 2 мкс составляет 100 – 150 кэВ, а на 1 мкс – в 8 – 10 раз больше. СВЧ мощность, поглощенная плазмой в максимумах, отличается всего в 2.5 – 3 раза. Это указывает на существование нелинейной зависимости энергии и числа ускоренных электронов от вкладываемой в плазму СВЧ мощности и свидетельствует о высокой эффективности передачи энергии от СВЧ поля к электронам плазмы. Максимальная интенсивность рентгеновского излучения устанавливается за времена не более 0.3 мкс. Это свидетельствует о высоком темпе передачи энергии электронам плазмы от возбуждаемых колебаний. На рис.3 представлена зависимость интенсивности рентгеновского излучения в его максимуме (длина резонатора 60.8 см) от вводимой мощности в плазму. Видно, что заметный рост излучения начинается при превышении высокочастотной мощности 450 кВт. Выше этой точки скорость роста интенсивности рентгеновского излучения увеличивается 8 – 9 раз, то есть возрастание интенсивности рентгеновского излучения, а следовательно, и нагрев электронов плазмы носят пороговый характер по вкладываемой в плазму СВЧ мощности.

Зависимость интенсивности рентгеновского излучения от плотности плазмы имеет максимум. В оптимальных условиях уменьшается необходимая для стохастичес-

кого нагрева СВЧ мощность, что можно объяснить проявлением плазменного резонанса или возбуждением собственных плазменных волн, наличие которых облегчают переход к стохастичности. Уменьшение интенсивности рентгеновского излучения при дальнейшем увеличении плотности плазмы, по-видимому, связано с экранировкой поля плазмой.

Исследование нагрева плазмы двумя модами с различными частотами показало, что эта схема нагрева качественно не отличается от схемы нагрева на пространственных модах с одинаковой частотой. Нагрев на двух частотах эквивалентен увеличению мощности на одной частоте при использовании нескольких мод.

4. Таким образом, имеется возможность простой экспериментальной реализации условий стохастического нагрева плазмы полем регулярных электромагнитных волн. Этот механизм нагрева является исключительно эффективным – скорость преобразования значительной части энергии регулярных электромагнитных волн в энергию теплового движения электронов плазмы высока, а сами электроны плазмы достигают релятивистских энергий.

Экспериментальные исследования показали, что в основе механизма нагрева лежит ЭЦР. Если в эксперименте H_0 отстраивалось от резонансного на 10 – 20%, то нагрев плазмы практически отсутствовал. Эти результаты совпадают с численными и аналитическими расчетами. Так численное моделирование процесса нагрева полем стоячей волны $H_{1,1}$ показало, что при отстройке на 20% от точного резонанса набор энергии электронами практически отсутствует.

Изучаемый механизм нагрева является пороговым. Значительный нагрев и, соответственно, значительная интенсивность рентгеновского излучения наблюдались только при превышении некоторого порога интенсивности СВЧ поля в резонаторе. Это находится в хорошем качественном согласии с теорией. Однако следует обратить внимание на расхождение полученной в теории напряженности поля, необходимой для развития стохастической неустойчивости (24 кВ/см) с наблюдаемым в эксперименте порогом (порядка 10 кВ/см). Это расхождение можно объяснить тем, что построенная теория представляет собой одночастичную теорию нагрева плазмы и не учитывает коллективных процессов, которые могут возникнуть при наличии плазмы достаточно большой плотности. В эксперименте, при достижении напряженности СВЧ поля порядка 10 кВ/см, происходит дополнительная ионизация остаточного газа и плотность плазмы за время нагрева возрастает до $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. В этих условиях значительную роль могут играть как плазменный резонанс, так и собственные моды плазмы, которые могут возбуждаться в ней. Каждый из этих факторов приводит к понижению уровня СВЧ мощности, необходимой для развития стохастической неустойчивости движения частиц плазмы. Однако к настоящему времени отсутствует адекватная теория, которая описывает эти явления.

Стохастический нагрев наблюдается только при возбуждении в резонаторе нескольких пространственных мод или при возбуждении резонатора двумя частотами, что находится в полном согласии с результатами анализа теоретических моделей.

Сравним описанную выше схему стохастического нагрева с той, которая реализуется в ловушках с магнитными пробками. В этих устройствах имеются две пространственно ограниченные области, в которых выполняются условия ЭЦР. При однократном прохождении резонансной области частица набирает энергию. Эта энергия невелика, ее изменение описывается в рамках линейной теории. Стохастизация

движения происходит в результате столкновений с другими частицами на пути от одной пробки к другой. Будем сравнивать эффективность нагрева в этой схеме с рассмотренной нами, полагая, что заряженные частицы постоянно находятся в резонансной области. Тогда можно ввести эффективную частоту соударений, которая для схемы с магнитными пробками оказывается порядка $\nu_{eff} \sim 1/T$, где T – время прохождения частицы между пробками. При развитии динамического хаоса эффективная частота столкновений, а соответственно, и эффективность нагрева значительно больше. Ее можно оценить по формуле $\nu_{eff} \sim 1/T_C$, где $T_C \sim 1/\omega \cdot \ln K$ – время расщепления корреляций, K – отношение ширины нелинейных резонансов к расстоянию между ними; T_C соизмеримо с периодом ВЧ поля при $K > 1$. Таким образом, введением в плазменную ловушку дополнительной волны со специально подобранными параметрами можно существенно увеличить эффективность нагрева плазмы в ней. Действительно, в обычных условиях время, которое частица взаимодействует с полем при однократном прохождении резонансной области, порядка 500 периодов ВЧ поля [14]. Как мы видели выше, этого времени, при развитии динамического хаоса, достаточно для существенного изменения энергии частиц.

Работа выполнена в рамках проекта 253 Украинского научно-технологического центра.

-
1. В.Е.Голант, В.И.Федоров, *Высокочастотные методы нагрева плазмы в тороидальных термоядерных установках*, М.: Энергоатомиздат, 1986.
 2. *High-Frequency Plasma Heating*, Ed. A.G.Litvak, AIP, New York, 1992.
 3. В.А.Буц, К.Н.Степанов, Письма в ЖЭТФ **58**, 520 (1993).
 4. А.К.Nekrasov, Nucl. Fusion **10**, 387 (1970).
 5. А.Лихтенберг, М.Либерман, *Регулярная и стохастическая динамика*, М.: Мир, 1984; [A.J.Lichtenberg and M.A.Liberman, *Regular and stochastic motion*, Springer-Verlag, New-York, 1983].
 6. А.В.Тимофеев, Физика плазмы **1**, 88 (1975).
 7. А.В.Тимофеев, Физика плазмы **3**, 913 (1977).
 8. В.Н.Quon, R.A.Dandl, W.DiVergilio et al., Phys. Fluids **28**, 1503 (1985).
 9. А.В.Звонков, А.В.Тимофеев, Физика плазмы **15**, 552 (1989).
 10. М.Ю.Глявин, Г.С.Нусинович, Т.Б.Панкратова и др., ВАНТ, сер. термояд. синтез **4**, 65 (1990).
 11. В.А.Балакирев, В.А.Буц, А.П.Толстолужский, Ю.А.Туркин, ЖЭТФ **95**, 1231 (1989).
 12. A.N.Antonov, V.A.Buts, E.A.Kornilov et al., Proc. of ICPP and 25th Conf. On Contr. Fusion and Plasma Physics, Praha, 29 June - 3 July, 1998, ECA **22C**, 248 (1998).
 13. В.А.Буц, О.В.Мануйленко, К.Н.Степанов, А.П.Толстолужский, Физика плазмы **20**, 794 (1994).
 14. А.Лихтенберг, *Динамика частиц в фазовом пространстве*, М.: Атомиздат, 1972; [A.J.Lichtenberg, *Phase-space dynamics of particles*, John Wiley, New York, 1969].