

УДК 533.951

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ДИНАМИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАЗМЕННЫХ МАГНИТНЫХ ЛОВУШКАХ

А. Г. Демехов, В. Ю. Трахтенгерц

Обсуждается возможность объяснения особенностей импульсной генерации электромагнитного излучения, наблюдавшейся в ряде экспериментов с плазменными магнитными ловушками, на основе квазилинейной теории циклотронной неустойчивости, обусловленной группой быстрых электронов с анизотропным распределением по скоростям. Показано, что большая часть экспериментальных результатов удовлетворительно объясняется действием механизмов, связанных с нелинейными свойствами холодной электронной компоненты, а также с перестройкой функции распределения энергичных частиц в процессе развития неустойчивости.

1. Для понимания многих физических процессов в естественных условиях, а также для ряда практических задач представляет интерес исследование явлений, происходящих в плазменных магнитных ловушках (ПМЛ). В лабораторных условиях ПМЛ используются в основном для удержания горячей плазмы. В то же время изучение этих систем в условиях космической плазмы показывает, что ПМЛ может выступать и как генератор электромагнитного излучения; при этом резонатором является ограниченная с торцов магнитная силовая трубка, заполненная относительно плотной холодной плазмой, а «активным веществом» служит добавка энергичных электронов с неравновесным распределением по скоростям. Типичным примером космического генератора на основе ПМЛ могут служить радиационные пояса в магнитосфере Земли и связанные с ними альфвеновские мазеры [1].

Свойства ПМЛ как генератора электромагнитного излучения проявились также и в ряде лабораторных экспериментов [2-7]. В указанных работах отмечено развитие электронной циклотронной неустойчивости (ЦН) на свистовой моде с возникновением коротких вспышек излучения и одновременным сбросом энергичных электронов в конус потерь. Эти вспышки появлялись как на стадии распада плазмы [2-4] (холодная компонента распадалась значительно быстрее горячей), так и во время действия внешнего источника, поддерживавшего параметры плазмы на стационарном уровне. Однако во всех случаях ЦН развивалась лишь при выполнении условия $\omega_{pL} < \omega_{BL}$ ($\omega_p = (4\pi e^2 N_\Sigma / m)^{1/2}$ — плазменная частота, $N_\Sigma = N_x + N_s$ — суммарная концентрация холодных (N_x) и горячих (N_s) электронов, ω_B — нерелятивистская электронная гирочастота, индекс «L» относится к центральному сечению ловушки).

Такой характер развития неустойчивостей свидетельствует, по-видимому, о существовании порога неустойчивости по концентрации плазмы, причем, судя по экспериментам, этот порог лежит в области $\omega_{pL} < \omega_{BL}$. Следовательно, для объяснения указанных явлений надо искать процессы, которые критичны к одному из соотношений: $\omega_{pL} / \omega_{BL}$ или N_s / N_x (или к обоим сразу). В частности, в работе [7] предполагается, что с увеличением отношения $N_s / N_x > 1$ в системе реализуются условия для развития абсолютной неустойчивости на свистовой моде. Однако количественная теория этого процесса в настоящее время отсутствует. В работе [8] впервые предложено связать наблюдаемые явления с эффектами нелинейной добротности резонатора, образованного плазменной магнитной ловушкой. Роль нелинейного элемента

в таком резонаторе выполняет сама плазма, которая задает основные характеристики распространения волн и одновременно обеспечивает быструю перестройку добротности резонатора в процессе генерации электромагнитного излучения. При таком подходе магнитная плазменная ловушка во многом аналогична ОКГ, в которых широко используются различные нелинейные элементы для управления режимами работы этих генераторов. Высказанные в [8] идеи оказались весьма плодотворными для объяснения упомянутых выше экспериментов. В настоящей работе предпринята попытка дальнейшего развития предложенных в [8] идей и на их основе более широкого обсуждения описанных в литературе экспериментов [2-7].

2. Анализ процессов генерации излучения в плазменной магнитной ловушке начнем с более подробного обсуждения ее свойств как резонатора для электромагнитных волн. Присутствие фоновой плазмы в ПМЛ обуславливает важные особенности дисперсионных характеристик собственных колебаний системы. В частности, для свистовых волн, из которых формируются собственные моды резонатора, имеется принципиальная разница в поведении показателя преломления $n = kc/\omega$ при $\omega > \omega_p$ и при $\omega < \omega_p$; это видно из рис. 1, где схематически показана зависимость n^2 от параметра $v \equiv \omega_p^2/\omega^2$ при фиксированном значении параметра $u = \omega_B^2/\omega^2$ и малом угле α между волновым вектором \mathbf{k} и магнитным полем \mathbf{B} . При $v < 1$ (ветвь «а») величина показателя преломления всюду конечна, при $v > 1$ (ветвь «б») $n^2 \rightarrow \infty$ в окрестности плазменного резонанса $v_\infty = \frac{1-u}{1-u\cos^2\alpha}$. В реальных ус-

ловиях, когда генерация волн происходит в центральной части магнитной ловушки, а концентрация плазмы меняется от максимального значения в центре до нуля на торцах, такая зависимость n^2 от v означает следующее. Если в области генерации $v_L > 1$, то волна по мере распространения к торцу ловушки достигает области плазменного резонанса и там в геометрическом приближении $\lambda \ll l$ (λ — длина волны в среде, l — характерный размер ловушки) почти полностью поглощается электронами холодной компоненты плазмы.

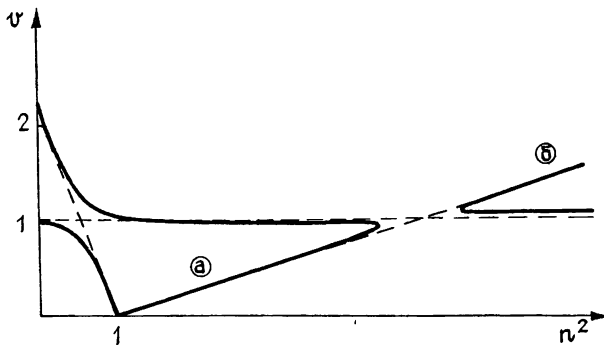


Рис. 1. Дисперсионные характеристики волн в холодной плазме при $\alpha \ll 1$, $\omega_B/\omega > 1$.

В этом случае эффективный коэффициент отражения волн от торцов R мал (см. рис. 2). При выполнении обратного неравенства, $v_L < 1$, показатель преломления n монотонно убывает к торцам ловушки, достигая вакуумного значения на границе системы. В условиях большой поперечной анизотропии температур энергичных электронов частота генерации близка к гирочастоте электронов, $\omega \simeq \omega_{BL}$, и перепад показателя преломления на длине ловушки может быть большим (см. рис. 1). Таким образом, при $v_L < 1$ мы имеем дело с высокодобротным плазменным резонатором, собственные моды которого формируются за счет полного внутреннего отражения вблизи торцов либо отражения от стенок камеры. В реальных экспериментах условие применимости

геометрической оптики выполняется не всегда, однако качественные особенности поведения волн при $\nu_L > 1$ и $\nu_L < 1$, по-видимому, сохраняются и в этом случае. Учитывая близость частоты генерации ω к гирочастоте электронов ω_{BL} в большинстве обсуждаемых экспериментов, можно констатировать, что при $\omega_{pL} \simeq \omega_{BL}$ происходит качественное изменение характера генерации волн в ПМЛ: при достижении неравенства $\omega_{pL} \leq \omega_{BL}$ добротность плазменного резонатора резко возрастает и возникает неустойчивость. Режим включения неустойчивости в ПМЛ с прохождением точки $\omega_{pL} = \omega_{BL}$ в процессе релаксации плазмы назван в [8] **режимом с выходом из отсечки**. Как мы увидим, на основе такого режима можно объяснить целую группу экспериментов, где наблюдались вспышки неустойчивости в распадающейся плазме при достижении равенства $\omega_{pL} \simeq \omega_{BL}$.

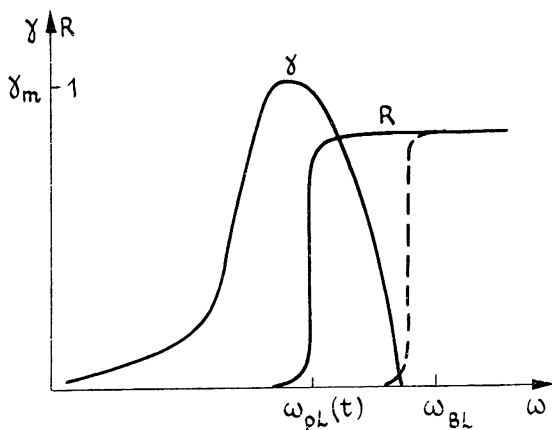


Рис. 2. Частотная зависимость инкремента ЦН свистовой моды γ и эффективного коэффициента отражения R при выходе излучения из отсечки.

Интересные особенности генерации в условиях $\omega_{pL} < \omega_{BL}$ могут быть связаны с характером объемного затухания свистовых волн в фоновой плазме, когда это затухание определяет порог генерации. Дело в том, что частота электрон-ионных соударений ν_{ei} , которой пропорционален декремент затухания волн, уменьшается с ростом температуры фоновой плазмы T_x ($\nu_{ei} \sim T_x^{-3/2}$). Если в процессе накопления энергичных электронов или релаксации фоновой плазмы система достигла порога генерации $\gamma = \nu_{ei}$, где γ — инкремент неустойчивости, то в дальнейшем неустойчивость приобретает характер интенсивной и очень короткой вспышки. Последнее связано с тем, что возникающее в системе излучение греет фоновую плазму и тем самым снижает порог возбуждения. Здесь мы имеем **режим с нелинейным выключением порога неустойчивости** [8]. По-видимому, такой режим наблюдался экспериментально [5], и ниже мы остановимся на нем более подробно.

3. Рассмотрим особенности генерации свистовых волн в плазменной магнитной ловушке. В основе механизма генерации лежит циклотронная неустойчивость (ЦН) энергичных электронов с анизотропным ($\mathcal{E}_{\perp 0} > \mathcal{E}_{\parallel 0}$, $\mathcal{E}_{\perp 0}$ и $\mathcal{E}_{\parallel 0}$ — средние энергии поперечного и продольного относительно направления \mathbf{B} движения электронов) распределением по скоростям. С учетом этого основанный на ПМЛ генератор можно назвать мазером на циклотронном резонансе с фоновой плазмой [8]. Основные параметры, определяющие эффективность генерации и частоту волны при заданной величине магнитного поля, — это концентрация холодной и горячей компонент плазмы и средняя энергия быстрых электронов. В пределе малой концентрации и слабого релятивизма горячих электронов и в отсутствие холодной компоненты мы имеем дело с хорошо исследованным в теории МЦР случаем, когда

возбуждаются распространяющиеся почти перпендикулярно к \mathbf{B} быстрые волны ($kc/\omega \ll 1$) с частотой, несколько большей релятивистской гирочастоты; при этом группировка электронов по фазам взаимодействия с СВЧ полем происходит за счет релятивистской зависимости массы от скорости [9]. С добавлением холодной компоненты и ростом общей концентрации плазмы ситуация меняется: взаимодействие быстрых волн с электронами ослабляется из-за влияния плазмы на их дисперсионные свойства и поляризацию, и в то же время начинает действовать эффект продольной (вдоль \mathbf{B}) группировки электронов [9], обуславливающий раскачку медленных волн с малыми углами распространения α (свистов). Смена характера неустойчивости происходит, как правило, при

$$\frac{\omega_p^2}{\omega_B^2} \frac{mc^2}{\mathcal{E}_0} \gg \psi \left(\frac{\mathcal{E}_0}{mc^2}, \frac{\mathcal{E}_{\perp 0}}{\mathcal{E}_{\parallel 0}}, \frac{N_s}{N_x}, F \right) \sim 1, \quad (1)$$

где ψ зависит от вида функции распределения быстрых электронов по энергиям и питч-углам F (см., например, [10]). При конечной питч-угловой анизотропии в ограниченной условием (1) области параметров наряду со свистой модой могут возбуждаться также медленные волны с $\omega > \omega_B$ и большими углами распространения по отношению к \mathbf{B} . Сравнить инкременты этих мод в общем случае невозможно без детальных численных расчетов; известно, однако, [11], что ширина линии усиления медленной волны с $\omega > \omega_B$ очень мала, $\Delta\omega/\omega_B \sim \sim 10^{-2} \mathcal{E}_0/mc^2$, поэтому для проявления неустойчивости этой моды нужна очень высокая степень однородности магнитного поля, что не типично для лабораторных плазменных магнитных ловушек. Что касается электростатических волн, то при $\omega_p \sim \omega_B$ и небольших относительных концентрациях быстрых электронов ($N_s \ll N_x$) их инкремент обычно ниже, чем для свистов (см. [12, 13]).

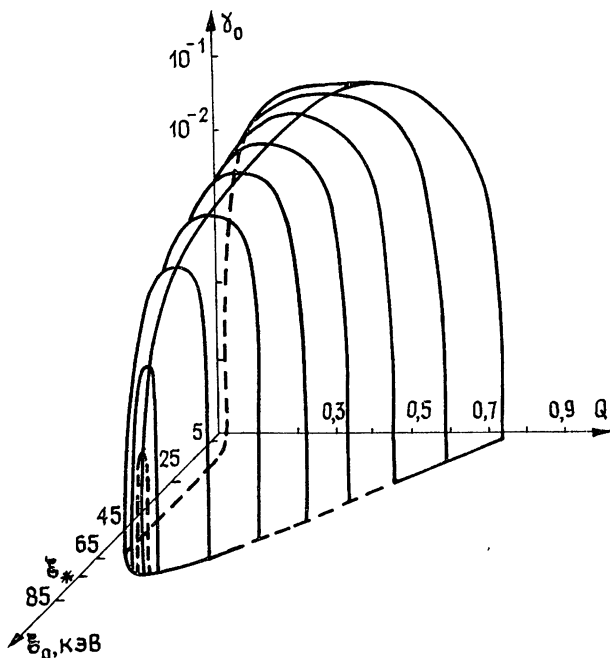


Рис. 3. Зависимость максимального (по всем частотам) инкремента ЦН на ветви «а» от энергии быстрых электронов \mathcal{E}_0 и плотности фоновой плазмы $Q = \omega_p^2/\omega_B^2$ при $\alpha = 10^\circ$, $\sigma = 1,1$.

Таким образом, в плазме с $\omega_p \sim \omega_B$, содержащей группу быстрых электронов с $\mathcal{E}_0 \ll mc^2$ и $\mathcal{E}_{\perp 0} > \mathcal{E}_{\parallel 0}$, наиболее эффективно происхо-

дит раскачка свистовой моды ($\omega < \omega_B$). Надо отметить, что влияние релятивизма, приводящее к частичной компенсации продольной группировки и к ослаблению ЦН свистовой моды, сильно сказывается даже при $\omega_p \sim \omega_B$, $\mathcal{E}_0 \ll mc^2$; это относится, очевидно, и к интересующей нас ветви «а» на рис. 1, где $\omega_p < \omega < \omega_B$. Для примера на рис. 3 показана зависимость максимального (по всем частотам) инкремента γ_{\max} на ветви «а» при $\alpha \equiv (\hat{k} \mathbf{B}) = 10^\circ$ от плотности плазмы $Q = \omega_p^2 / \omega_B^2$ и энергии быстрых электронов \mathcal{E}_0 ; по вертикальной оси отложена величина $\gamma_0 = (\gamma_{\max} / \omega_B) (\omega_{ps}^2 / \omega_B^2)^{-1}$, где $\omega_{ps}^2 = 4\pi e^2 N_s / m$. Для расчетов взята функция распределения с конусом потерь

$$F = \begin{cases} C \exp[-(\Gamma - 1) mc^2 / \mathcal{E}_0], & \vartheta > \vartheta_* \\ 0 & , \quad \vartheta < \vartheta_* \end{cases}, \quad (2)$$

где $\Gamma = \sqrt{1 + p^2 / m^2 c^2}$ — релятивистский фактор, $\vartheta = (\hat{p} \mathbf{B})$ — питч-угол; рис. 3 соответствует случаю $\text{tg}^2 \vartheta_* = 10$, который реализуется при пробочном отношении ловушки $\sigma = 1,1$. Эффект ограничения области развития неустойчивости по \mathcal{E}_0 не связан с выбором функции распределения, хотя положение границы для других распределений может быть иным. Граничная энергия \mathcal{E}_* уменьшается с уменьшением анизотропии; так, для функции распределения (2) $\mathcal{E}_* \simeq 45 \div 50$ кэВ при $\sigma = 1,2$; при $\sigma = 1,5$ $\mathcal{E}_* \simeq 20 \div 25$ кэВ.

Для дальнейшего полезно записать явное выражение для усредненного по длине ловушки инкремента ЦН $\langle \gamma \rangle \equiv (2\tau_g)^{-1} \oint \eta dz$ (τ_g — время группового пробега свистового сигнала между зеркалами, η — коэффициент циклотронного усиления волн [14], z — координата вдоль силовой линии магнитного поля). Согласно [8, 14], имеем

$$\langle \gamma \rangle = \gamma_0 \Phi(y), \quad (3)$$

$$\gamma_0 = KA \frac{N_s}{N_x} \beta_*^{2/3} \omega_{BL} \equiv a N_s,$$

где $y = (1 - \omega / \omega_{BL}) \beta_*^{-1/3}$, $A \simeq \mathcal{E}_{\perp 0} / \mathcal{E}_{\parallel 0}$, $\beta_* = \frac{\omega_p^2}{\omega_{BL}^2} \beta^2$, $\beta = V_0 / c$, $V_0 = \left(\frac{2\mathcal{E}_{\parallel 0}}{m} \right)^{1/2}$. Формула (3) получена для достаточно большого коэффициента анизотропии A и сравнительно малой плотности фоновой плазмы, когда выполнены неравенства $6\beta_*^{-1} A^{-3} < 1$, $\beta_* \ll 1$. Численный коэффициент $K \sim 1$ и нормированный на единицу профиль линии усиления $\Phi(y)$ в (3) зависят от конкретного вида функций распределения. В указанных приближениях максимум (3) достигается при

$$y_0 \sim 1, \quad \omega_0 = (1 - y_0 \beta_*^{1/3}) \omega_{BL}. \quad (4)$$

По мере развития ЦН происходит перестройка функции распределения под действием волн, включающая сброс энергичных электронов в конус потерь, а также изменение анизотропии и средней энергии горячей компоненты плазмы. Если потери быстрых электронов всегда уменьшают инкремент неустойчивости, то изменение анизотропии в некоторых случаях может первоначально привести к нелинейному росту инкремента. Такая ситуация имеет место, если источник быстрых электронов J немонотонно зависит от питч-угла. При этом рост инкремента обусловлен обогащением распределения энергичных электронов частицами с большими питч-углами в процессе квазилинейной релаксации на начальной стадии развития ЦН [15]. Другая причина роста γ по мере развития неустойчивости может быть связана с уменьшением средней энергии излучающих электронов и ослаблением влияния

релятивизма (см. рис. 3). Нелинейный рост инкремента при включении неустойчивости наряду с обсуждавшимися выше эффектами нелинейной перестройки резонатора также может привести к вспышечному характеру развития ЦН. В последующих разделах даются некоторые количественные характеристики этого режима и рассматривается возможность интерпретации на его основе ряда экспериментальных фактов.

4. Основные количественные характеристики описанных выше режимов развития неустойчивости в ПМЛ удается найти, исходя из сравнительно простых уравнений для функции распределения энергичных электронов F и плотности энергии волн W , которые получаются из квазилинейной теории плазмы путем усреднения кинетических уравнений по осцилляциям частиц и пакетов волн между точками отражения. Отсылая за подробностями вывода к работам [8, 14], рассмотрим сначала динамику ЦН в двухуровневом приближении, пренебрегая изменением анизотропии на стадии вспышки. При этом для концентрации энергичных электронов N_s и плотности энергии волн W получаются следующие уравнения [8]:

$$\frac{dN_s}{dt} = -\eta^{-1}\gamma_0\varphi_m W / \mathcal{E}_{\perp 0} + J; \quad (5a)$$

$$\frac{dW}{dt} = (\gamma_0\varphi_m - v_{\text{eff}}(\omega_m)) W, \quad (5b)$$

где J — мощность источника энергичных частиц, γ_0 описывается формулой (3), $\varphi_m = \varphi(y_m)$, $y_m = (1 - \omega_m/\omega_{BL})\beta_*^{-1/3}$ соответствует максимуму суммарного инкремента $\langle\gamma\rangle - v_{\text{eff}}$, затухание $v_{\text{eff}}(\omega)$ обусловлено объемными потерями и потерями на торцах ПМЛ; КПД генератора η при достаточно большой анизотропии достигает своего предельного значения $\eta_0 = 2/3$ [8].

Система уравнений (5) позволяет проанализировать режимы ЦН, связанные с перестройкой параметров резонатора в процессе развития неустойчивости. Рассмотрим, в частности, режим с выходом излучения из отсечки. Для этого следует учесть, что неустойчивость на дисперсионной ветке «а», соответствующей колебаниям с высокой добротностью, возникает на плазменной частоте $\omega_{pL}(t)$, когда она по мере релаксации плазмы приближается к краю линии усиления $\varphi(\omega)$ (рис. 2). Поэтому для описания ЦН при выходе из отсечки достаточно в (5б) опустить v_{eff} и подставить φ_m в виде

$$\varphi_m = \begin{cases} \varphi(y_p) & \text{при } \omega_{BL} \geq \omega_{pL} > \omega_0 \\ 1 & \text{при } \omega_{pL} < \omega_0 \end{cases}, \quad (6)$$

где $y_p = (1 - \omega_{pL}/\omega_{BL})\beta_*^{-1/3}$. Взрывной характер развития ЦН обусловлен тем, что при выполнении неравенства

$$N_s/N_x > \beta_*^{1/3} \quad (7)$$

прохождение линии циклотронного усиления резко ускоряется за счет уменьшения $\omega_{pL}(N_s, N_x)$ из-за сброса энергичных электронов в конус потерь в процессе питч-угловой диффузии на циклотронных волнах. Длительность вспышки излучения при этом

$$\tau_0 \sim \gamma_0^{-1}, \quad (8)$$

а плотность энергии волн

$$W \sim \eta N_{s0} \mathcal{E}_{\perp 0}, \quad (9)$$

N_{s0} — начальная концентрация энергичных электронов (более подробно см. [8]).

Рассмотрим теперь в рамках системы уравнений (5) режим с нелинейным насыщением поглощения. Будем предполагать, что в ПМЛ реализуется неравенство $\omega_{pL} < \omega_{BL}$ и порог ЦН определяется кулоновскими столкновениями в фоновой плазме. Учитывая выражение для ν_{eff} , запишем систему (5) в этом случае:

$$\frac{dN_s}{dt} = -\eta^{-1} a N_s W / \mathcal{E}_{10} + J, \quad \frac{dW}{dt} = (aN_s - \xi_0 T_x^{-3/2}) W, \quad (10)$$

где коэффициент a определяется соотношением (3), $\xi_0 \cong 5 \cdot 10^{-5} \times N_x$ (см. Z^2), Z — заряд ионов, T_x — температура фоновой компоненты (в эВ), которая определяется следующим уравнением:

$$\frac{dT_x}{dt} = \frac{\xi_0}{T_x^{3/2}} \frac{W}{N_x} - \delta (T_x - T_0). \quad (11)$$

Последнее слагаемое в (11) учитывает охлаждение фоновых электронов. Система (10), (11) аналогична уравнениям для ОКГ с нелинейным насыщением фильтром [16]. Роль разности населенностей в веществе фильтра, определяющей поглощение, здесь играет величина T_x ; быстродействие фильтра, т. е. скорость возврата к равновесному состоянию, характеризуется параметром δ . Известно [16], что в системах типа (10), (11) при определенных условиях могут возникать автоколебания величин, описывающих состояние системы (в данном случае это W , N_s и T_x). В частности, при $T_0 = 0$ условие неустойчивости стационарного состояния (10), (11), отвечающего режиму непрерывной генерации, имеет вид

$$j < -\frac{25}{8} \xi + \sqrt{\left(\frac{25}{8} \xi\right)^2 + 15\xi + 6}, \quad (12)$$

где $j = J a \delta^{-2}$, $\xi = (\kappa j)^{3/2}$, $\kappa = \frac{\eta \delta}{T_x N_x a}$, $T_0 = (\xi_0 / \delta)^{2/3}$ — температура, при которой частота столкновений в плазме с концентрацией N_x равна δ (величину N_x для простоты считаем постоянной).

Если для порогового значения инкремента $\gamma_0 = \xi_0 / T_x^{3/2}$ выполняются неравенства $\gamma_0 \gg \delta$, J / N_{s0} , то на стадии вспышки можно пренебречь влиянием источника частиц и охлаждением фоновой плазмы; в этом случае из (10), (11) нетрудно найти максимальное значение плотности энергии волн и длительность импульса (см. [8]); они оказываются такими же, как и в режиме с выходом из отсечки (формулы (8), (9)). Температура холодной компоненты в конце вспышки определяется выражением [8]

$$T_x / T_{x0} \approx [(3/2)\Theta_0 \ln \Theta_0^{-1}]^{2/5}, \quad (13)$$

где $\Theta_0 \cong N_x T_{x0} / N_{s0} \mathcal{E}_{10}$.

Перейдем к анализу процессов, в которых добротность резонатора при развитии неустойчивости не меняется, а рост суммарного инкремента связан с нелинейным изменением функции распределения энергичной компоненты F . Для этого необходим отказ от двухуровневого приближения (5) и использование кинетического уравнения для F , которое в интересующем нас случае можно записать в виде [8]

$$\frac{\partial F}{\partial t} = D_0 W \frac{\partial}{\partial \mu} \mu \frac{\partial F}{\partial \mu} + J \quad (14)$$

(здесь $\mu = m V_1^2 (B_L / 2B)$ — адиабатический инвариант). При записи (14) для простоты было использовано приближение малого разброса по энергиям быстрых электронов. Разлагая спектр источника частиц $J(\mu)$ по собственным функциям Z_i оператора квазилинейной диффузии,

можно получить, следуя [15], систему уравнений, совпадающих по форме со скоростными уравнениями ОКГ с неоднородно подсвеченным рабочим веществом [17],

$$\frac{dF_i}{dt} = -\delta_i F_i W + J_i, \quad \frac{dW}{dt} = (\sum h_i F_i - v_{\text{eff}}) W, \quad (15)$$

где $\delta_i > 0$ — собственные числа оператора квазилинейной диффузии, F_i , J_i — коэффициенты разложения функции распределения частиц и функции источника, $h_i = H \int_{\mu_k}^{\mu_m} \mu \frac{dZ_i}{d\mu} d\mu^*$, $\mu_m = \mathcal{E}_{10} B_L/B$, μ_k — значение μ на конусе потерь, выражения для D_0 и H можно найти в [8]. Если ограничиться учетом лишь двух гармоник в спектре источника, то условие неустойчивости стационарного состояния системы (15) имеет довольно простой вид [15]:

$$(\delta_1^{-1} + \delta_2^{-1}) (\delta_2 h_1 J_1 + \delta_1 h_2 J_2)^2 + v_{\text{eff}}^2 (\delta_1 h_1 J_1 + \delta_2 h_2 J_2) < 0. \quad (16)$$

Поскольку $h_1 > 0$, то для $J_1 > 0$ автоколебательный режим возможен лишь в том случае, когда

$$|\delta_2 h_2 J_2| < \delta_1 h_1 J_1 \quad \text{и} \quad h_2 J_2 < 0. \quad (17)$$

При выполнении неравенств (17) наряду с уменьшением инкремента в процессе релаксации из-за выхода энергичных электронов в конус потерь происходит «подростание» инкремента из-за увеличения плотности частиц в области большихpitch-углов в процессе диффузии по μ , что и приводит к автоколебательному характеру развития ЦН.

5. Покажем, что, несмотря на грубость описанных моделей, на их основе можно качественно, а в ряде случаев и количественно объяснить многие существенные особенности упомянутых экспериментов по наблюдению вспыхивающего развития циклотронной неустойчивости в плазменных магнитных ловушках [2–7]. Результаты экспериментов, приведенные в первой из названных работ, обсуждались в статье [8], где основные параметры регистрировавшихся в [2] вспышек электромагнитного излучения на частоте $\omega < \omega_{BL}$ удалось объяснить на основе модели выхода излучения на свистовой моде из отсечки (см. пп. 2, 4). В экспериментах, описанных в [3, 4], параметры плазмы и СВЧ излучения, возникавшего на стадии релаксации плазмы, были близки к измеренным в [2]. Поэтому представляется оправданным и для объяснения результатов [3, 4] привлечь механизм нелинейного выхода из отсечки.

Наиболее подробные сведения об условиях возникновения и характеристиках вспышки даны в [3]. Неустойчивость в этих экспериментах могла возникать на стадии релаксации плазмы самопроизвольно, но обычно для ее инициации использовался дополнительный СВЧ импульс малой мощности ($P \approx 100$ Вт) на той же частоте ($f = 6,4$ ГГц), что и основной импульс, применявшийся для создания плазмы. К специфическим особенностям процесса развития неустойчивости, которые свидетельствуют в пользу предлагаемого объяснения, можно отнести следующие: а) частота возникавшего излучения была равна $\omega \simeq 0,62\omega_{BL}$, тогда как из формулы (4) для параметров эксперимента следует $\omega \simeq 0,5 \div 0,7\omega_{BL}$; б) с помощью дополнительного электромагнитного импульса ЦН включалась лишь в том случае, если этот импульс обеспечивал некоторое понижение плотности плазмы в ловушке; в) измерения спектра излучения показали уменьшение частоты максимума мощности в процессе генерации, что характерно для развития неустойчивости при выходе из отсечки (см. рис. 2).

* Выражение для h_1 приближенно совпадает с формулой (3) для $a \equiv \gamma_0/N_s$.

Рассмотрим теперь эксперимент [5], в котором неустойчивость развивалась на стадии адиабатического сжатия плазмы (от $B_0 \approx 50$ Гс до $B_{\text{max}} \approx 10$ кГс за время $\tau_B = 550$ мкс). Отличительной чертой этого эксперимента является то, что одновременно с СВЧ импульсом ($\omega < \omega_{BL}$, $\tau_0 \approx 10$ мкс) регистрировалось сильное увеличение светового излучения плазмы, причем авторы связывают его с быстрым нагревом фоновой электронной компоненты до температуры $T_x \approx 50$ эВ. Исходя из этого, рассмотрим возможность объяснения результатов [5] на основе механизма развития неустойчивости с нелинейным уменьшением объемного затухания в плазме. Реализация этого механизма требует достаточно большой величины частоты столкновений ($\nu_{ei} \sim \gamma_0$). По экспериментальным данным $\gamma_0 \sim 10^7 \text{ с}^{-1}$; соответствующее значение ν_{ei} обеспечивается, например, при $N_x \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и $T_x \approx 5$ эВ. В действительности величины N_x и T_x не известны; для их оценки используем следующие рассуждения. Температура холодной плазмы в начале сжатия определяется свойствами источника плазмы и составляет обычно несколько эВ. При сжатии на динамику влияют такие факторы, как адиабатический нагрев ($T_x \sim B^{2/3}$), потери энергии за счет ухода плазмы из ловушки и охлаждение вследствие неупругих столкновений с нейтралами, если они есть. В данном эксперименте скорость адиабатического нагрева в начале сжатия равна примерно

$$\frac{1}{T_x} \left(\frac{dT_x}{dt} \right)_B \approx \frac{2}{3} \frac{\dot{B}}{B} \approx \frac{B_{\text{max}}}{B_0 \tau_B} \approx 4 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}, \quad (18)$$

скорость потерь энергии, определяемых уходом частиц, —

$$\frac{1}{T_x} \left(\frac{dT_x}{dt} \right)_I \approx -2 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1} \ll \frac{1}{T_x} \left(\frac{dT_x}{dt} \right)_B, \quad (19)$$

скорость охлаждения за счет неупругих столкновений с нейтралами —

$$\frac{1}{T_x} \left(\frac{dT_x}{dt} \right)_I \approx -\nu_i \frac{\mathcal{E}_i + T_x}{T_x}, \quad (20)$$

где частота ионизации $\nu_i \approx 2 \cdot 10^{-7} N_0 (\text{см}^{-3}) \sqrt{T_x (\text{эВ})} \mathcal{E}_i (\text{эВ}) \exp(-\mathcal{E}_i/T_x)$ (см. [18]); при $N_0 \approx 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (это значение концентрации нейтралов дано в [5]) имеем

$$\nu_i \approx 7 \cdot 10^5 T_x^{3/2} (\text{эВ}) (\mathcal{E}_i/T_x) \exp(-\mathcal{E}_i/T_x). \quad (21)$$

С ростом T_x величина ν_i очень быстро нарастает, так что естественно предположить существование квазистационарного равновесия между адиабатическим нагревом и охлаждением из-за столкновений с нейтралами; отсюда получаем, что и в начале, и в конце сжатия $T_x \approx 3 \div 5$ эВ. Концентрацию N_x возьмем такой, какая требуется для выполнения условия $\gamma_0 \approx \nu_{ei}$, поскольку надежных данных на этот счет в [5] не приводится. Скорость прогрева фоновой плазмы возникающим при вспышке электромагнитным излучением порядка $\nu_{ei} \approx \gamma_0 \sim 10^7 \text{ с}^{-1}$; это дает возможность пренебречь охлаждением плазмы во время вспышки (см. (20), (21)) и воспользоваться формулой (13) для температуры электронов в конечном состоянии. Если считать, что $N_{s0} \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $\mathcal{E}_{10} \sim 10$ кэВ (эти параметры оценивались в [5] по высыпавшимся электронам), то из (13) получим $T_x \approx 60 \div 70$ эВ, что согласуется с экспериментом.

В заключение обсудим результаты экспериментов [6], в которых наблюдались повторяющиеся всплески излучения с $\omega < \omega_{BL}$ в условиях, когда плазма поддерживалась внешним источником* и была стационарна по плотности ($N_x \leq 10^{12} \text{ см}^{-3}$). Концентрация энергичных элек-

* СВЧ нагревом в условиях электронного циклотронного резонанса (ЭЦР).

тронов ($\mathcal{E}_0 \approx 50$ кэВ) была порядка 10^{11} см $^{-3}$. Импульсы электромагнитного излучения, сопровождавшиеся, как обычно, выбросом энергичных электронов на торцы ловушки, наблюдались на частоте 5,3 ГГц и имели длительность до четырех мкс. Неустойчивость возникала лишь при достаточно малой величине $\sigma_R = B_R/B_L$, где B_R — магнитное поле, соответствующее циклотронному резонансу с внешним СВЧ излучением: $\sigma_R < 1,18$. Частота возбуждаемых волн была стабильной, а полоса узкой ($\Delta\omega \approx 2\pi \cdot 50$ МГц, $\Delta\omega/\omega \approx 0,01$), что, на наш взгляд, указывает на важную роль резонатора в формировании спектра излучения. Характерной особенностью всплесков было то, что средний период следования τ (значение τ в [6] не указывается) уменьшался при приближении зоны циклотронного резонанса электронов с волной накачки к центральному сечению ловушки (это достигалось увеличением поля B в центре) и в определенный момент импульсная генерация сменялась непрерывной, причем диапазон изменения B_L от возникновения неустойчивости в пиковом режиме до перехода в непрерывный режим был мал: $B_L \approx 3175 \div 3225$ Гс, что соответствует $\sigma_R \approx 1,18 \div 1,16$. На наш взгляд, пиковый режим здесь мог быть связан с обсуждавшимся выше механизмом возрастания инкремента на начальной фазе неустойчивости; этот механизм обусловлен многоуровневым характером релаксации ЦН (см. (15) — (17)). Основной предпосылкой для этого служит факт смены импульсной генерации на непрерывную при приближении зоны ЭЦР к центру ловушки. Действительно, при циклотронном нагреве формируется своеобразное распределение по питч-углам ϑ с максимумом вблизи значения $\vartheta_L \approx \vartheta_R \equiv \arcsin \sqrt{B_L/B_R}$ («плещущиеся электроны» — см. [6, 7]). При таком распределении достаточно велики амплитуды второй и более высоких гармоник в разложении функции источника $J(\mu)$ по собственным функциям Z_i оператора квазилинейной диффузии. С ростом B_R максимум питч-углового спектра смещается к $\vartheta_L = \pi/2$, что соответствует изменению соотношения между гармониками в пользу основной гармоники и, следовательно, переходу от неустойчивого стационарного состояния системы (15) к устойчивому. Кроме того, согласно теории, доля основной гармоники должна возрастать в процессе самой вспышки; это находит подтверждение в эксперименте [6], где во время импульсов зарегистрировано небольшое возрастание плотности энергичных электронов в центре ловушки.

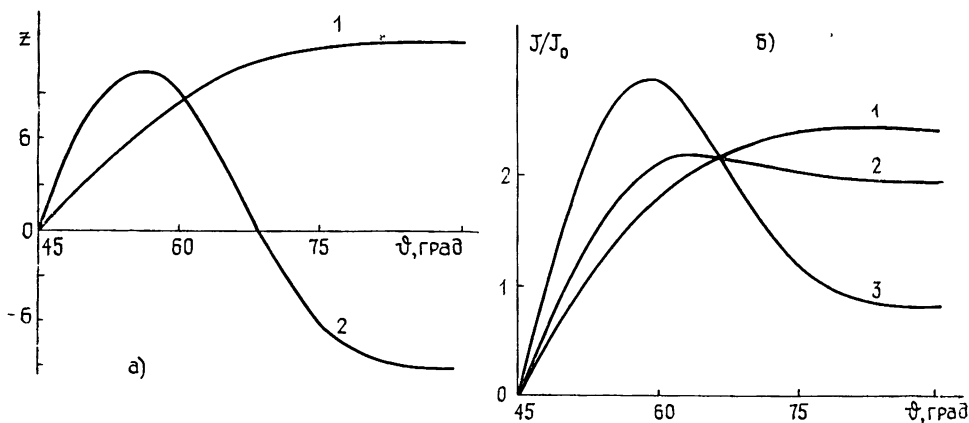


Рис. 4. а) Собственные функции оператора квазилинейной диффузии: 1 — $Z_1(\vartheta)$; 2 — $Z_2(\vartheta)$; б) спектр источника частиц при учете двух собственных функций $J = J_0[(1-p)Z_1 + pZ_2]$ 1 — $p=0,01$, 2 — $p=0,05$, 3 — $p=0,15$.

Сделаем некоторые количественные оценки. Ограничимся учетом лишь двух первых собственных функций Z_i в разложении источника частиц. Структура $Z_i(\mu)$, определяющая величины h_i , δ_i , которые входят в критерий (16) неустойчивости стационарного состояния системы (15), зависит, в основном, от пробочного отношения ловушки σ и от частоты

ты возбуждаемых волн (см. [8]). Для параметров эксперимента [6] ($\sigma=2$, $\omega/\omega_{BL} \approx 0,6$) функции Z_1 , Z_2 в пересчете на питч-углы в центре ловушки показаны на рис. 4а; связь между величиной $p \equiv J_2/(J_1+J_2)$ и максимумом $J(\vartheta)$ проиллюстрирована на рис. 4б. Необходимое условие существования пичкового режима (17) в данном случае имеет вид

$$p > p_{\min} \sim 0,01 \quad (17a)$$

($|h_1/h_2| \approx 1/8$, $\delta_1/\delta_2 \approx 1/11$). Оценки показывают, что в типичных условиях эксперимента [6] критерий (17а) является и достаточным (т.е. выполняется неравенство (16)).

Таким образом, установление пичкового режима генерации электромагнитных волн за счет многоуровневого характера релаксации ЦН возможно при довольно слабых ограничениях на параметры источника частиц. Детальное сопоставление теории и эксперимента требует, с одной стороны, проведения целенаправленных экспериментальных исследований, а с другой стороны, дальнейшего развития теоретической модели многоуровневой релаксации для случая, когда быстрые электроны образуются при циклотронном нагреве плазмы.

Включение ЦН во время действия СВЧ накачки наблюдалось также в эксперименте [7]; неустойчивость проявлялась в виде одиночного импульса с длительностью около 10 мкс, который возникал на стадии нарастания плотности энергии частиц в ловушке. По-видимому, здесь также мог работать нелинейный механизм, связанный с характером многоуровневой релаксации ЦН, однако приведенные в [7] экспериментальные данные не позволяют судить об этом более определенно.

6. Проведенное обсуждение результатов лабораторных экспериментов по наблюдению импульсной генерации электромагнитных волн в плазменных магнитных ловушках [2-7] показало, что многие важные особенности этих экспериментов можно объяснить с единых позиций, привлекая механизмы нелинейного увеличения суммарного инкремента в процессе развития неустойчивости, такие, как 1) нелинейный выход излучения из отсечки за счет сброса горячей плазмы на торцы ловушки, 2) уменьшение объемного затухания из-за нагрева фоновой плазмы возникающим излучением и 3) рост инкремента ЦН за счет нелинейного изменения питч-углового распределения энергичных электронов. Учет этих эффектов удастся провести на основе системы уравнений, аналогичных скоростным уравнениям ОКГ с различным характером нелинейностей. Можно надеяться, что исследованные механизмы могут быть использованы при разработке методов управления режимами генерации электромагнитных волн аналогично тому, как это имеет место в практике оптических квантовых генераторов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Трахтенгерц В. Ю. Альфвеновские мазеры. В кн.: Нелинейные волны: Самоорганизация. — М.: Наука, 1983, с. 181.
2. Alikeev V. V., Glagolev V. M., Morosov S. A. — Plasma Phys., 1968, 10, № 8, p. 753.
3. Ikegami H., Ikesi H., Kawamura T. et al. — Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Res., 1969, 2, IAEA, Vienna, p. 423.
4. Jacquinet J., Leloup C., Poffe J. P. et al. — Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Res., 1969, 2, IAEA, Vienna, p. 347.
5. Perkins W. A., Barr W. L. — Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Res., 1966, 2, IAEA, Vienna, p. 115.
6. Ard W. B., Dandl R. A., Stetson R. F. — Phys. Fluids, 1966, 9, № 8, p. 1498.
7. Booske J. H., Getty W. D., Gilgenbach R. M., Jong R. A. — Phys. Fluids, 1985, 28, № 10, p. 3116.
8. Гапонов-Грехов А. В., Глаголев В. М., Трахтенгерц В. Ю. — ЖЭТФ, 1981, 80, № 6, с. 2198.
9. Гапонов-Грехов А. В., Петелин М. И. В кн.: Наука и человечество. — М.: Знание, 1980, с. 283.
10. Демехов А. Г. — Изв вузов — Радиофизика (в печати).

11. Hewitt R. G., Melrose D. B., Dulk G. A.—*J. Geophys Res.*, 1983, 88, № A12, p. 10065.
12. Zheleznyakov V. V., Zlotnik E. Ya.—*Solar Phys.*, 1975, 43, № 2, p. 431.
13. Kennel C F., Ashour-Abdalla M.—In: *Magnetospheric Plasma Physics*/ed. by A. Nishida.—Reidel, 1982, p. 245.
14. Беспалов П. А., Трахтенгерц В. Ю. Вопросы теории плазмы.—М.: Атомиздат, 1980, вып. 10, с. 88.
15. Беспалов П. А.—*Proc. Contr. Papers Int. Conf. on Plasma Phys. (Lousanne, Switzerland)*, 1984, 1, p. 93.
16. Ханин Я. И. Динамика квантовых генераторов.—М.: Сов. радио, 1975.
17. Беспалов В. И., Якубович Е. И.—*Изв. вузов—Радиофизика*, 1965, 8, № 5, с. 909.
18. Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов.—М.: Наука, 1980.

Институт прикладной физики
АН СССР

SOME PROBLEMS OF WAVE DYNAMICS IN PLASMA MAGNETIC TRAPS

A. G. Demekhov, V. Yu. Trakhtengerts

Spike-like generation of electromagnetic radiation in plasma magnetic traps was observed in some experiments. Those experiments are interpreted in terms of the quasi-linear theory of cyclotron instability due to a fraction of hot electrons with anisotropic velocity distribution. It is shown that most of the observed peculiarities may be explained by the nonlinear variation of the resonator Q factor due to some properties of cold plasma or by modification of hot electron distribution function during the instability burst.

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, т. XXVI, № 3, 1986 г.

Цедилина Е. Е. Релаксация сильно вытянутых неоднородностей в квазиоднородной ионосфере.

Рассматривается диффузионное время жизни сильно вытянутых слабоионизированных неоднородностей гауссовой формы в реальной модели среднеширотной ионосферы. Получена сильная нелинейная зависимость времени жизни неоднородностей от величины поперечного начального размера, что соответствует экспериментальным данным по искусственной модификации ионосферы.

Альперович Л. С., Гершензон Н. И., Крылов А. Л. Флуктуации квазистационарных электрических и магнитных полей, вызванные случайными неоднородностями ветровых движений в ионосфере.

Рассчитаны магнитосферные электрические и магнитные поля и наземное магнитное поле, генерируемые случайными неоднородностями ветровых движений на уровне ионосферы. Получены формулы, связывающие спектральные матрицы случайного поля вектора горизонтального ветра со спектральными матрицами возникающих электромагнитных полей. Полученные результаты могут быть использованы для изучения спектрального состава крупномасштабных ионосферных неоднородностей по данным спутниковых и наземных наблюдений.

Терещенко Е. Д. Определение высоты ионосферных неоднородностей с помощью радиоголографического метода

На примере модели неоднородности в виде плоскости с переменным амплитудным пропусканием рассмотрен процесс восстановления изображения по радиоголограмме, записанной с помощью сферической волны. Исследован вопрос о возможности определения высоты неоднородности только по голографической реконструкции. Показано, что локализацию рассеивателя предпочтительно выполнять, основываясь на анализе изменения формы амплитуды с привлечением дополнительной информации об изменении фазы.