

Мазер на циклотронном резонансе в распадающейся плазме

А. Г. Шалашов¹⁾, А. В. Водопьянов, С. В. Голубев, А. Г. Демехов, В. Г. Зорин, Д. А. Мансфельд, С. В. Разин

Институт прикладной физики РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 30 июля 2006 г.

После переработки 24 августа 2006 г.

Исследованы особенности генерации электромагнитного излучения в двухуровневом циклотронном мазере, активной средой которого служит распадающаяся неравновесная плазма, удерживаемая в магнитном поле с пробочной конфигурацией. Показано, что даже в отсутствие постоянно действующего источника неравновесных частиц (инверсии среды) в системе возможны режимы квазимонохроматической или импульсной генерации излучения за счет характерного для распада плазмы быстрого монотонного уменьшения порога неустойчивости. Приведены подтверждающие теорию результаты наблюдений вспышечной активности распадающейся плазмы импульсного разряда в условиях электронно-циклотронного резонанса в прямой аксиально-симметричной магнитной ловушке.

PACS: 52.35.-g, 52.50.Sw, 52.72.+v

1. Мазерный механизм генерации электромагнитного излучения в условиях электронно-циклотронного резонанса (ЭЦР) в магнитоактивной плазме давно и успешно применяется для объяснения широкого класса явлений, наблюдаемых в разнообразных условиях в магнитосферах Земли и планет [1–4], в солнечных корональных петлях и атмосферах звезд [2, 5], в лабораторных магнитных ловушках [2, 6–8].

В большинстве случаев плазма удерживается в магнитном поле с пробочной конфигурацией. Циклотронная неустойчивость обусловлена типичной для таких ловушек анизотропией функции распределения энергичных частиц с преобладанием поперечной по отношению к магнитному полю кинетической энергии над продольной. Как правило, усиление электромагнитных волн на одном проходе через активную область мало, поэтому в первую очередь неустойчивыми оказываются моды, для которых реализуется многопроходное усиление. Это возможно, если в ловушке происходит захват излучения: для рабочей моды формируется плазменный резонатор. На нелинейной стадии рост интенсивности электромагнитного поля может ограничиваться либо процессами квазилинейной или нелинейной релаксации распределения резонансных частиц, либо нелинейными свойствами отражения волн. Излучение электромагнитных волн сопровождается импульсным выбросом энергичных частиц из ловушки за счет попадания в конус потерь. В результате резкого сброса свободной энергии система оказывается под порогом циклотронной неустойчивости, после чего начинается срав-

нительно медленная подготовка к следующей вспышке (накопление энергичных частиц) и процесс повторяется. Так реализуется режим импульсной генерации широкополосных импульсов. В других условиях (при бóльшей мощности источника неравновесных частиц) возможен режим стационарной генерации квазимонохроматического излучения, когда система все время находится в окрестности порога неустойчивости и фазы накопления и сброса энергичных частиц неразделимы. Подробное изложение этих вопросов можно найти, например, в [3].

В данной работе рассматривается другая возможность генерации излучения, которая реализуется в отсутствие постоянно действующего источника неравновесных частиц (или, в квантовых терминах, внешней накачки, поддерживающей инверсию среды) на стадии распада плазмы, содержащей две фракции электронов: относительно холодную плотную изотропную основную компоненту и горячую анизотропную компоненту со сравнительно малой плотностью. Эта возможность обусловлена различными временами жизни двух фракций. Плотность основной компоненты быстро уменьшается, вместе с ней уменьшается эффективность поглощения электромагнитных волн. Время удержания анизотропной горячей компоненты значительно больше, и, соответственно, инкременты циклотронных неустойчивостей, обусловленных наличием горячей компоненты, уменьшаются медленно в масштабах распада основной плазмы. Поэтому в процессе распада плазмы может реализоваться ситуация, когда инкремент неустойчивости превысит потери за счет поглощения волн в основной плазме и

¹⁾e-mail: ags@appl.sci-nnov.ru

станет возможной генерация электромагнитного излучения.

Идея о важной роли основной компоненты плазмы как поглощающего элемента, который может служить причиной импульсных явлений в магнитных ловушках, была выдвинута в работе [7]. Сходные идеи рассматривались ранее применительно к динамике оптических лазеров с плавным изменением потерь в резонаторе [9–11]. Однако несмотря на внешнее сходство теории, лазерные системы характеризуются отличным от нашего набором малых параметров (в частности, порог генерации определяется внешним источником инверсии).

2. Рассмотрим простейшую, а потому и наиболее универсальную модель, описывающую квазилинейную стадию развития неустойчивости некоторой собственной циклотронной моды в пробочной магнитной конфигурации. Взаимодействие резонансных электронов с экспоненциально растущей на линейной стадии электромагнитной волной приводит к уменьшению их поперечной энергии, в результате часть горячих электронов попадает в конус потерь и выносятся из ловушки. Эти потери приводят к уменьшению инкремента неустойчивости и, в конечном итоге, к ограничению роста плотности электромагнитной энергии в системе. Совместная эволюция концентрации горячих электронов N и плотности электромагнитной энергии E , соответствующей рабочей моде, может быть приближенно описана в рамках следующей системы балансных уравнений:

$$dN/dt = -\kappa EN, \quad (1)$$

$$dE/dt = (\gamma - \nu)E, \quad \gamma = hN. \quad (2)$$

Первое уравнение описывает индуцированные высокочастотным полем потери горячих частиц, остальные каналы потерь мы не учитываем. Второе уравнение описывает рост или затухание поля в зависимости от соотношения между инкрементом $\gamma = hN$ и декрементом ν в правой части. Коэффициенты κ и h определяют потери горячих частиц и усредненный по линии усиления инкремент. Вывод этой системы из кинетического уравнения квазилинейной теории плазмы и детальное обсуждение пределов ее применимости можно найти, например, в монографии [3].

Для вычисления коэффициентов κ и h необходимо знание решения соответствующего рассматриваемой неустойчивой моде квазилинейного кинетического уравнения для функции распределения горячих электронов. Тем не менее, можно получить простую

связь между параметрами κ и h , если воспользоваться законом сохранения энергии в системе:

$$\frac{d}{dt}(\eta W + E) = -\nu E, \quad (3)$$

где W – плотность энергии горячей компоненты, η – КПД мазера [7], который при достаточно большой анизотропии достигает своего предельного значения $2/3$. Величина ηW зависит от деталей функции распределения, однако по порядку величины может быть оценена как $\eta W \approx NT_h$, где T_h представляет собой эффективную (с учетом КПД) температуру горячих электронов. Если допустить, что $T_h = \text{const}$, то из (1)–(3) следует соотношение $\kappa \approx h/T_h$, которое будет использоваться в дальнейшем.

При наличии в первом уравнении источника частиц, система (1), (2) описывает классические режимы генерации излучения в мазерных системах [3]. При этом, как правило, параметры h и ν либо постоянны, либо имеют периодическую модуляцию во времени. В нашем случае источник активных частиц отсутствует, зато определяемые фоновой плазмой параметры h и ν могут монотонно изменяться во времени. Последнее обстоятельство вносит существенные особенности в работу циклотронного мазера²⁾. Допустим, что в некоторый момент времени произошло излучение электромагнитного импульса, после чего система оказалась в состоянии под порогом генерации, характеризуемом низким уровнем электромагнитной энергии и потерь частиц. В процессе распада плазмы декремент затухания электромагнитных волн уменьшается, за счет чего в какой-то момент времени система вновь оказывается над порогом генерации. Начинается рост плотности энергии электромагнитного поля, при этом, поскольку этот процесс занимает конечное время, потери горячих частиц включаются с некоторой задержкой. В результате в системе может накопиться значительное количество электромагнитной энергии, прежде чем индуцированные высокочастотным полем потери горячих

²⁾Заметим, что замена $N' = N + (\nu_0 - \nu)/h$ приводит систему (1), (2) к аналогичной системе с эффективным источником частиц $J = -d(\nu/h)/dt + (\nu_0 - \nu)E/T_h$ и постоянным поглощением $\nu_0 = \nu(t_0)$. Второе слагаемое в J мало на начальной стадии (пока $(\nu_0 - \nu)E/T_h \ll -d(\nu/h)/dt$) и, при сильной модуляции E , в течение пауз между вспышками. Если пренебречь этим слагаемым и считать $J \approx -d(\nu/h)/dt \approx \text{const}$, то можно воспользоваться известными результатами для релаксационных колебаний в двухуровневом мазере с постоянным источником частиц [3]. Приведенный ниже аналитический анализ и численные расчеты подтверждают, что такое приближение позволяет правильно определить период, начальную глубину модуляции и декремент затухания релаксационных колебаний, однако долговременная эволюция амплитуды волн в импульсе при этом находится неверно.

частиц снова не приведут систему под порог генерации, после чего весь процесс повторится. Таким образом может реализоваться генерация квазипериодической серии всплесков электромагнитного излучения или, если глубина модуляции интенсивности излучения невелика, квазимонохроматического импульса.

3. Эта качественная картина подтверждается анализом и примерами численного решения системы (1), (2), представленными на рис.1 и 2. Для определенности рассмотрена простейшая ситуация, когда

$$h = \gamma_0/N_0 = \text{const}, \quad \nu = \nu_0(1 - \nu^*t). \quad (4)$$

Здесь N_0 , γ_0 и ν_0 – концентрация горячих электронов, инкремент и декремент в начальный момент времени, ν^* – относительная скорость уменьшения декремента затухания. Легко убедиться, что после перенормировки $N \rightarrow N/N_0$, $E \rightarrow E/N_0T_h$, $t \rightarrow \gamma_0t$ система (1), (2) зависит от трех независимых параметров: частот ν_0/γ_0 и ν^*/γ_0 и начальной плотности энергии $\varepsilon_0 = E_0/N_0T_h$.

На рис.1 построено решение, характерное для линейного режима релаксации, когда глубина модуляции плотности энергии излучения $\delta E = E - \bar{E}$ и концентрации частиц $\delta N = N - \bar{N}$ невелика. Средние значения плотности энергии и концентрации могут быть найдены из условия близости системы (1), (2) к порогу неустойчивости $\gamma = \nu$ (на рис.1 кривые γ и ν неразличимы):

$$\bar{N}(t) = \frac{\nu}{h} = \frac{\nu N_0}{\gamma_0}, \quad \bar{E}(t) = -\frac{1}{\kappa \bar{N}} \frac{d\bar{N}}{dt} = N_0T_h \frac{-\dot{\nu}}{\gamma_0\nu}. \quad (5)$$

Здесь $\dot{\nu} = d\nu/dt < 0$. Таким образом, изменение величины потерь приводит к возникновению нового динамического состояния равновесия мазера с $\bar{E} > 0$. Линеаризуя исходные уравнения относительно этого состояния равновесия, можно получить, что

$$\frac{d}{dt}\delta N = -\nu \frac{\delta E}{T_h} + \frac{\dot{\nu}}{\nu}\delta N, \quad \frac{d}{dt}\frac{\delta E}{T_h} = -\frac{\dot{\nu}}{\nu}\delta N. \quad (6)$$

Из первого уравнения следует, что

$$\delta E = -T_h \frac{d}{dt}(\delta N/\nu). \quad (7)$$

Подставляя это выражение во второе уравнение (6), получаем уравнение гармонического осциллятора с частотой $\omega = \sqrt{-\dot{\nu}}$:

$$\frac{d^2}{dt^2}(\delta N/\nu) + \omega^2(\delta N/\nu) = 0. \quad (8)$$

Амплитуда и фаза установившихся колебаний определяются начальными условиями. В предположении

адиабатически медленного изменения частоты амплитуды колебаний равны

$$\delta \tilde{N} = N_0 \sqrt{\left(1 - \frac{\nu_0}{\gamma_0}\right)^2 + \left(\frac{\omega_0}{\gamma_0} - \frac{\varepsilon_0 \nu_0}{\omega_0}\right)^2} \cdot \frac{\nu}{\nu_0} \sqrt{\frac{\omega_0}{\omega}}, \quad (9)$$

$$\delta \tilde{E} = (\omega/\nu) \delta \tilde{N}. \quad (10)$$

Здесь ω_0 – частота колебаний в начальный момент времени. Условие линейного приближения $\delta \tilde{N} \ll \bar{N}$ сводится к условию

$$(\gamma_0 - \nu_0)^2 + (\omega_0 - \varepsilon_0 \nu_0 \gamma_0 / \omega_0)^2 \ll \nu_0^2 (\omega / \omega_0). \quad (11)$$

В случае линейной зависимости от времени декремент поглощения (4) обращается в нуль за конечное время $1/\nu^*$, при этом частота малых колебаний постоянна, $\omega = \sqrt{\nu_0 \nu^*}$. Отсюда можно найти число полных колебаний в системе за время $1/\nu^*$ как

$$M = \omega / 2\pi \nu^* = \sqrt{\nu_0 / \nu^*} / 2\pi. \quad (12)$$

Можно убедиться, что в рассматриваемой системе период нелинейных колебаний всегда больше своего линейного значения, поэтому соотношение (12) дает оценку для максимально возможного при заданных параметрах числа колебаний. Для того чтобы в системе могло реализоваться $M > 1$ колебаний, декремент затухания должен спадать во времени достаточно медленно: $\nu^* < \nu_0 / (2\pi M)^2 \ll \nu_0$.

Когда неравенство (11) не выполняется, релаксация происходит в нелинейном режиме, для которого характерна генерация импульсных всплесков излучения, сопровождающихся интенсивным высыпанием горячих электронов. Пример нелинейной релаксации показан на рис.2. Рассмотрим характеристики сильно нелинейного случая, когда длительность всплеска излучения τ_p много меньше нелинейного периода между соседними всплесками τ_T . Можно показать, что при адиабатически медленном уменьшении декремента затухания во времени, $-\dot{\nu} \ll \nu^2$, средняя концентрация электронов и плотность электромагнитной энергии по-прежнему определяются линейными выражениями (5). Действительно, выражение для концентрации следует из очевидных “геометрических” соображений, см. средний график рис.2 – концентрация уменьшается “ступеньками”, причем дважды за период, в момент минимума и максимума поля, система проходит через порог $\gamma = \nu$ (то есть $N = \bar{N}$). Отсюда также следует простая связь между количеством высыпавшихся за период частиц, изменением декремента за период и периодом колебаний:

$$\Delta N / \bar{N} = \Delta \nu / \nu \approx \dot{\nu} \tau_T / \nu. \quad (13)$$

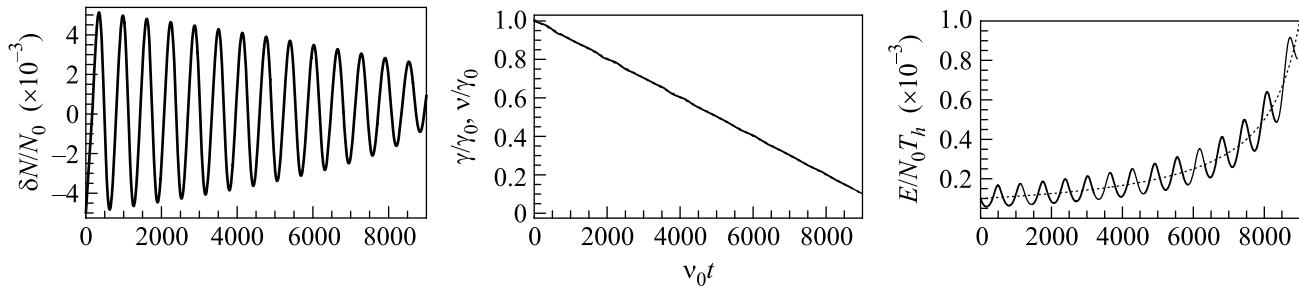


Рис.1. Линейный режим. Зависимости от времени отклонения концентрации горячих электронов от среднего значения $\delta N = N - \bar{N}$, инкремента γ (сплошная линия) и декремента ν (пунктир) рабочей моды лазера, плотности электромагнитной энергии E (сплошная линия) и ее среднего значения \bar{E} (пунктир), полученные в результате решения системы (1), (2) с $h = \text{const}$, $\nu = \nu_0(1 - \nu^* t)$, $\nu_0/\gamma_0 = 1.005$, $\nu^*/\gamma_0 = 10^{-4}$ и $\varepsilon_0 = 0.99 \nu^*/\gamma_0$

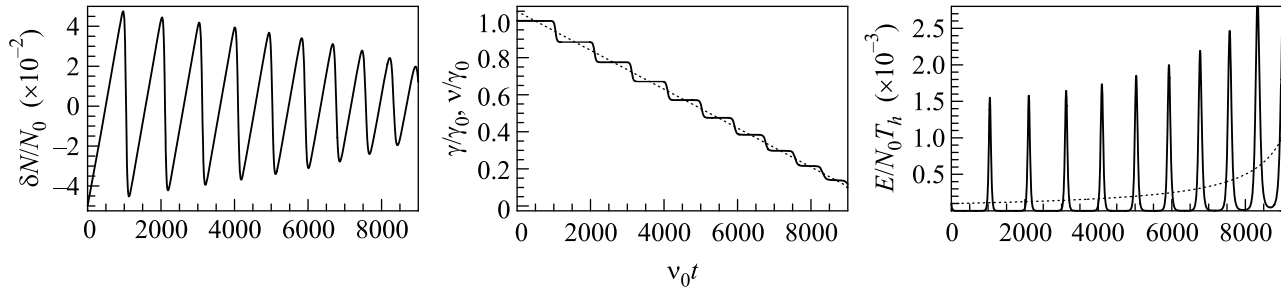


Рис.2. Нелинейный режим. То же, что и рис.1, но $\nu_0/\gamma_0 = 1.05$

Здесь и ниже, если не оговорено особо, все зависящие от времени величины берутся в момент, соответствующий максимуму интенсивности поля (когда $\gamma = \nu$). Запишем закон сохранения энергии (3) за период:

$$\Delta N T_h + \Delta E = - \int_{t-\tau_T/2}^{t+\tau_T/2} \nu E dt. \quad (14)$$

Пренебрежем изменением *минимального* уровня поля $\Delta E \ll \Delta N T_h$ и воспользуемся условием короткого всплеска $\tau_p \ll \tau_T$, позволяющим вынести ν за знак интеграла:

$$\Delta N T_h \approx -\nu \int_{t-\tau_T/2}^{t+\tau_T/2} E dt = -\nu \tau_T \bar{E}. \quad (15)$$

Сравнивая (13) и (15), получаем $\bar{E} \approx -\bar{N} T_h \dot{\nu}/\nu^2 = -N_0 T_h \dot{\nu}/\gamma_0 \nu$, что в точности соответствует (5).

Если $\tau_p \ll \tau_T$, то можно пренебречь изменением декремента ν в течение короткого импульса поля. Тогда система (1), (2) имеет приближенный интеграл движения, который определяет зависимость $E(N)$:

$$E = E_0 + (N_0 - N) T_h + \bar{N} T_h \ln(N/N_0). \quad (16)$$

Отсюда можно получить связь между амплитудой и периодом следования импульсов:

$$E_{\text{max}} = E_0 + \bar{N} T_h (x/2 - \ln(1 + x/2)) \approx \bar{N} T_h x^2/8, \quad (17)$$

где

$$x = -\Delta N/\bar{N} \approx -\dot{\nu} \tau_T/\nu. \quad (18)$$

В этом приближении к моменту $E = E_{\text{max}}$ высыпается ровно половина частиц, теряемых за период.

Чтобы определить длительность импульса, достаточно учесть линейное во времени изменение $\gamma - \nu \approx \Delta \nu t/\tau_p$ в течение “активной фазы” генерации импульса $t \in [-\tau_p/2, \tau_p/2]$. Подставляя это выражение в (2), находим форму импульса $E = E_{\text{max}} \exp(-\nu x t^2/2\tau_p)$. Подставляя этот импульс в закон сохранения энергии (15), находим уравнение, определяющее длительность импульса τ_p :

$$x = \frac{E_{\text{max}}}{\bar{N} T_h} \sqrt{\frac{2\pi\nu\tau_p}{x}} \operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{\nu\tau_p x}{8}}\right). \quad (19)$$

Заметим, что если доля высыпавшихся за один импульс частиц мала, $x \ll 1$, то из уравнений (17) и (19) можно получить, что $\nu\tau_p x = \alpha$, где константа $\alpha \approx 12.1$ является корнем трансцендентного уравнения $\sqrt{2\pi\alpha} \operatorname{erf}(\sqrt{\alpha/8}) = 8$. Другими словами, $\tau_p \tau_T \approx 12.1/(-\dot{\nu})$. Отсюда можно заключить, что при нашем определении усиление плотности энергии поля во время активной фазы слабо зависит от параметров задачи и относительно невелико:

$$E_{\text{max}}/E_0 \approx \exp(\nu\tau_p x/8) \approx e^{\alpha/8} \approx 4.5. \quad (20)$$

Для сравнения рассмотрим также “пассивную фазу” между всплесками излучения, на которой достигается минимум поля. В промежутке между всплесками концентрацию горячих частиц и инкремент неустойчивости можно считать неизменными, а декремент затухания в первом приближении – изменяющимся по линейному закону. В итоге суммарный инкремент тоже изменяется линейно по времени $\gamma - \nu \approx -\Delta\nu t / \tau_T$, это изменение происходит за больший по сравнению с активной фазой промежуток времени $t \in [-\tau_T/2, \tau_T/2]$. Здесь мы считаем, что пассивная фаза продолжается в течение всего периода генерации $\tau_T \gg \tau_p$. Форма импульса определяется гауссовым профилем $E = E_{\min} \exp(\nu x t^2 / 2\tau_T)$, причем $E = E_0$ при $t \approx \pm \tau_T/2$ (при $E = E_0$ происходит “сшивка” решений на границе между активной и пассивной фазами). По аналогии с формулой (20) можно найти величину усиления поля

$$E_0 / E_{\min} \approx \exp(\nu \tau_T x / 8) \approx \exp(3 \tau_T / 2 \tau_p) \gg 1. \quad (21)$$

Грубые оценки для E_{\min} и E_{\max} можно получить, если в (20) и (21) предположить, что $E_0 = \bar{E}$, то есть “переходный” уровень плотности энергии оценить по среднему значению за период. Для более точных оценок необходимо развивать следующее приближение, учитывающее квадратичную зависимость $\gamma - \nu$ от времени, как это сделано в [11].

4. В заключение приведем первые результаты по лабораторному наблюдению квазипериодических всплесков импульсных высыпаний энергичных электронов на стадии распада плазмы ЭЦР разряда в прямой аксиально-симметричной магнитной ловушке (магнитное поле в пробках $B_{\max} \approx 1.8$ Тл, расстояние между пробками 25 см, пробочное отношение $B_{\max} / B_{\min} \approx 5$). Эксперименты проводились с использованием разряда в азоте, поддерживаемого излучением гиротрона с частотой 37.5 ГГц, мощностью 80 кВт и длительностью импульса 1 мс. Для измерения потока энергичных (7–100 кэВ) электронов из ловушки использовался рпн-диод, размещенный на оси системы вне ловушки. Особенностью эксперимента является использование импульсного напуска газа, позволяющего изменять (управлять) процессами распада плазмы после окончания СВЧ импульса. Подробное описание установки и используемых методов диагностики дано в [8]. Отметим, что ранее на этой установке проводились исследования циклотронной неустойчивости свистовых волн, которая развивается в относительно плотной плазме во время СВЧ импульса в условиях действия постоянного источника неравновесных электронов, обусловленного

модификацией их функции распределения в результате ЭЦР взаимодействия с СВЧ полем.

На рис.3 приведена осциллограмма сигналов огибающей импульса гиротрона (верхний луч) и сигнала с рпн-диоода (нижний луч) ЭЦР разряда в азоте. Видно, что наря-

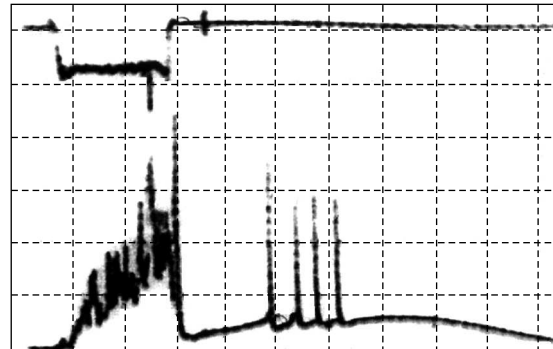


Рис.3. Осциллограмма сигналов огибающей СВЧ импульса гиротрона (верхний луч) и сигнала с рпн-диоода (нижний луч) ЭЦР разряда в азоте. Развертка 500 мкс/дел

ду с интенсивным высыпанием электронов во время СВЧ импульса (действующего как источник неравновесных частиц, приводящий к развитию неустойчивости свистовых волн), в распадающейся плазме после окончания СВЧ импульса также наблюдались мощные короткоимпульсные (с длительностью ~ 5 мкс) квазипериодические (150–200 мкс) выбросы энергичных электронов. Такие вспышечные выбросы электронов возникали при определенной скорости напуска молекулярного азота с некоторой (~ 1 мс) задержкой после окончания СВЧ импульса.

По всей видимости, наблюдаемые после окончания СВЧ импульса высыпания можно объяснить действием рассмотренного выше циклотронного механизма. Действительно, как показывают многочисленные эксперименты [12, 13] и численное моделирование [14], в плазме ЭЦР разряда под действием резонансного нагрева кроме основной холодной плазмы формируется горячая анизотропная фракция электронов. В условиях данного эксперимента образуется плазма с концентрацией основной компоненты на уровне 10^{13} см^{-3} , электронной температурой около 300 эВ, концентрацией горячих электронов $10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и эффективной температурой горячих электронов (характеризующей в основном поперечную энергию) 10 кэВ [12]. Наблюдающиеся спустя заметное время после выключения СВЧ импульса выбросы энергичных электронов можно связать с развитием кинетических плазменных неустойчивостей “гиротронного” типа, связанных с возбуждени-

ем в разреженной плазме электромагнитных волн с квазипоперечным направлением распространения по отношению к внешнему магнитному полю [2]. Существенной особенностью такого сценария является то обстоятельство, что порог неустойчивости определяется не только поглощением волн в фоновой плазме, но и прозрачностью плазменного слоя. Во время СВЧ импульса и на начальной стадии распада плазмы такие неустойчивости подавлены из-за депрессии циклотронного излучения в области “закритической” плазмы, развитие неустойчивостей становится возможным в достаточно разреженной ($\ll 10^{12} \text{ см}^{-3}$) плазме лишь спустя конечное ($\sim 1 \text{ мс}$) время после окончания СВЧ импульса, когда (по оценкам) выполняется условие $\omega_{pe} \ll \omega_{ce}$, где ω_{pe} и ω_{ce} – плазменная и циклотронная частоты электронов. Более подробное описание данного эксперимента и результаты его анализа, включающего расчет динамики параметров плазмы в процессе распада, идентификацию и оценку инкрементов потенциально неустойчивых мод и численное решение системы уравнений циклотронного мазера, будут опубликованы отдельно.

Авторы выражают глубокую благодарность В. Ю. Трахтенгерцу и Е. В. Суворову за стимулирующие дискуссии и ценные замечания. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 05-02-16256, # 06-02-17081, # 06-02-16438), Фонда содействия отечественной науке и фонда “Династия”.

1. W. J. Burtis and R. A. Helliwell, *Planet. Space Sci.* **24**, 1007 (1976).
2. C. S. Wu, *Space Sci. Rev.* **41**, 215 (1985).
3. П. А. Беспалов, В. Ю. Трахтенгерц, *Альфвеновские мазеры*, Горький: ИПФ АН СССР, 1986.

4. V. Y. Trakhtengerts, *Ann. Geophys.* **17** (1), 95 (1999); O. Santolik, D. A. Gurnett, J. S. Pickett et al., *J. Geophys. Res.* **108** (A7), 1278 (2003).
5. D. B. Melrose and G. A. Dulk, *Astrophys. J.* **259**, 844 (1982); P. A. Robinson, *Solar Phys.* **134** 299 (1991); A. J. Willes and P. A. Robinson, *Astrophys. J.* **467**, 465 (1996); В. Ю. Трахтенгерц, *Изв. ВУЗов, Радиофизика* **39**, 699 (1996); В. Ю. Трахтенгерц, А. Г. Шалашов, *Астрономический журнал* **76**, 618 (1999).
6. V. V. Alikaeu, V. M. Glagolev, and S. A. Morosov, *Plasma Phys.* **10**, 753 (1968); W. B. Ard, R. A. Dandl, and R. F. Stetson, *Phys. Fluids.* **9**, 1498 (1966); R. C. Garner, M. E. Mauel, S. A. Hokin et al., *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1821 (1987).
7. А. В. Гапонов-Грехов, В. М. Глаголев, В. Ю. Трахтенгерц, *ЖЭТФ* **80**, 2198 (1981).
8. А. В. Водопьянов, С. В. Голубев, А. Г. Демехов и др., *Физика плазмы* **31**, 997 (2005).
9. Я. И. Ханин, *Динамика квантовых генераторов*, М.: Сов. Радио, 1975.
10. F. T. Arecchi, W. Gadomski, R. Meucci, and J. A. Roversi, *Opt. Commun.* **65**, 47 (1988); Ya. I. Khanin, *Fundamentals of laser dynamics*, Cambridge: Cambridge Intern. Science Publ. Ltd., 2006.
11. T. Erneux and P. Mandel, *Phys. Rev. A* **39**, 5179 (1989).
12. А. В. Водопьянов, С. В. Голубев, В. Г. Зорин и др., *Письма в ЖТФ* **25**, 90 (1999).
13. J. H. Booske, W. D. Getty, R. M. Gilgenbach, and R. A. Jong, *Phys. Fluids* **28**, 3116 (1985); В. А. Жильцов, А. А. Скворода, В. А. Тимофеев и др., *Физика плазмы* **20**, 267 (1994).
14. S. V. Golubev, V. E. Semenov, E. V. Suvorov, and M. D. Tokman, in *Strong Microwaves in Plasmas*, Ed. A. G. Litvak, *Inst. Applied Physics, Nizhny Novgorod*, 1993, vol. **1**, p. 347; V. L. Erukhimov and V. E. Semenov, *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 1417 (2004).