

УДК 533.9.01

ГЕНЕРАЦИЯ ВСПЫШЕК ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАЗМЕННОМ ЦИКЛОТРОННОМ МАЗЕРЕ

М. Е. Викторов, А. В. Водопьянов, С. В. Голубев, И. В. Изотов, Д. А. Мансфельд

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Экспериментально исследованы частотные и энергетические характеристики электромагнитных волн в плазменном циклотронном мазере, активной средой которого является двухкомпонентная неравновесная плазма электронно-циклотронного резонансного разряда, создаваемая мощным излучением гиротрона в зеркальной магнитной ловушке. На стадии распада плазмы синхронно с высыпаниями из ловушки энергичных электронов зарегистрированы мощные (до 200 Вт) импульсы электромагнитного излучения, распространяющегося поперёк магнитного поля, причём частота излучения попадает в интервал между электронной гирочастотой в центре ловушки и частотой электронно-циклотронного резонансного нагрева. Синхронность генерируемого излучения с выбросами электронов из ловушки, а также зависимость частоты излучения от магнитного поля ловушки подтверждают циклотронный механизм возникающей неустойчивости. Показано, что высыпания электронов из-за циклотронной неустойчивости разреженной плазмы обеспечивают быструю (по сравнению с потерями за счёт кулоновских столкновений) релаксацию энергии, запасённой в горячей компоненте плазмы.

ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие волн и частиц в условиях циклотронного резонанса лежит в основе многих явлений, наблюдаемых в космической и лабораторной плазме. Наиболее интересным проявлением такого взаимодействия является генерация стимулированного электромагнитного излучения «надтепловыми» частицами неравновесной плазмы в магнитном поле. Изучение этих процессов, начатое ещё в 60–70х годах прошлого века, привело к созданию концепции плазменных циклотронных мазеров (ПЦМ) [1].

Наиболее изученный тип ПЦМ реализуется в магнитных силовых трубках ловушечной конфигурации (например, в магнитосфере Земли), заполненных плотной холодной плазмой, содержащей обычно малую добавку энергичных электронов или ионов с анизотропной функцией распределения [1, 2]. При определённых условиях в подобных системах может возникать циклотронная неустойчивость, при которой энергичные частицы эффективно генерируют волны на частотах ниже своей гирочастоты, распространяющиеся под небольшими углами к магнитному полю ловушки. В результате взаимодействия энергичные частицы отдают энергию волнам, попадают в конус потерь в пространстве скоростей и покидают магнитную ловушку. Такие процессы определяют заселённость радиационных поясов Земли и планет энергичными частицами [1, 3], объясняют происхождение мощных хоровых КНЧ–ОНЧ излучений в магнитосфере Земли [4, 5].

Другой тип ПЦМ реализуется в достаточно разреженной плазме (плазменная частота электронов меньше их гирочастоты) при концентрации энергичной («горячей») компоненты, сравнимой и даже превышающей концентрацию холодных электронов [6]. В этих условиях эффективно возбуждаются электромагнитные волны на частотах вблизи электронной гирочастоты с направлением волнового вектора \mathbf{k} , близким к перпендикулярному по отношению к внешнему магнитному полю. По-видимому, именно в таких условиях генерируются мощные всплески электромагнитного аврорального излучения Земли (частоты от 50 до 600 кГц) [7, 8], а также декаметрового (частоты от 3 до 30 МГц) радиоизлучения в магнитосфере Юпитера [9, 10].

Универсальность физических механизмов, лежащих в основе теории ПЦМ [11, 12], позволила с единых позиций объяснить результаты лабораторных экспериментов, в которых наблюдалась генерация коротких вспышек электромагнитного излучения и сопровождающих их выбросов энергичных электронов из плазмы, удерживаемой в магнитных ловушках [13–16]. Для этих экспериментов вне зависимости от способа создания и поддержания плазмы было характерно наличие холодной фоновой плазмы с почти изотропным распределением электронов по скоростям и «надтепловой» анизотропной компоненты с неравновесным распределением по скоростям.

В недавних работах [17–19] был рассмотрен режим релаксационных колебаний в циклотронном лазере, реализующийся в отсутствие постоянно действующего источника неравновесных частиц в распадающейся плазме электронно-циклотронного резонансного (ЭЦР) разряда. Самосогласованная нелинейная модель такого ПЦМ позволила объяснить особенности поведения обнаруженных на стадии распада плазмы импульсных высыпаний энергичных электронов из ловушки [18], рассматривая их как результат резонансного взаимодействия электронов с необыкновенной волной, распространяющейся в разреженной плазме в направлении поперёк магнитного поля. Однако исчерпывающих исследований электромагнитной активности плазмы, в частности, измерений частоты и абсолютной интенсивности электромагнитных вспышек плазмы в [18] проведено не было. Измерению электромагнитных характеристик вспышечной активности распадающейся плазмы и посвящена данная работа.

1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Экспериментальные исследования проводились в распадающейся плазме ЭЦР разряда в прямой аксиально-симметричной магнитной ловушке, который поддерживался мощным СВЧ излучением гиротрона (см. рис. 1). Излучение гиротрона 1 с частотой 37,5 ГГц, мощностью 80 кВт, длительностью импульса 1 мс и линейной поляризацией фокусировалось диэлектрической линзой 2 в центр разрядной камеры 3. Интенсивность СВЧ излучения в фокальной плоскости составляла около 10 кВт/см^2 . Разрядная камера с характерным поперечным размером 10 см находилась в создаваемой двумя магнитными катушками 4 аксиально-симметричной магнитной ловушке с пробочной конфигурацией магнитного поля. Длительность импульса магнитного по-

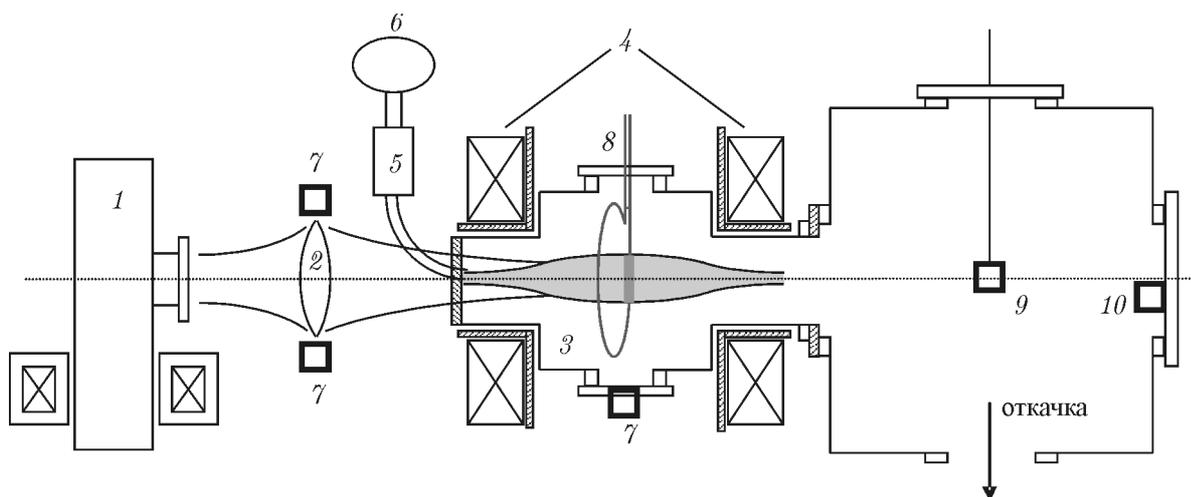


Рис. 1. Схема экспериментального стенда. Цифрой 1 обозначен гиротрон, 2 — диэлектрическая линза, 3 — разрядная камера, 4 — зеркальная магнитная ловушка, 5 — импульсный клапан, 6 — колба с рабочим газом, 7 — приёмники СВЧ излучения, 8 — диамагнитный зонд, 9 — p-i-n-диод на подвижном вводе, 10 — плоский электрический зонд. Стрелкой указано направление откачки

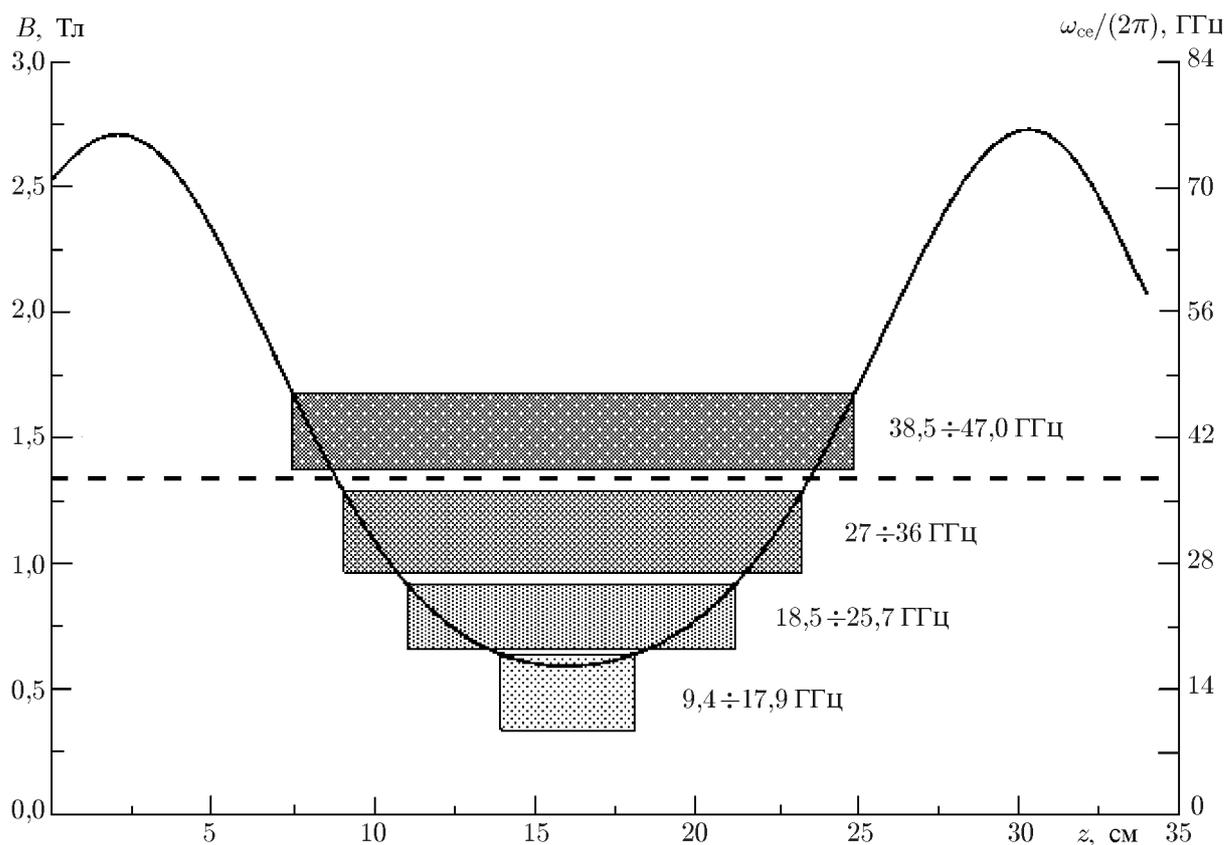


Рис. 2. Распределение индукции магнитного поля в ловушке (сплошная кривая). Прямоугольниками отмечены перекрываемые фильтрами частотные каналы. Горизонтальная пунктирная линия соответствует индукции магнитного поля в зоне ЭЦР нагрева на частоте 37,5 ГГц. Индукция магнитного поля в пробке $B_{\max} = 2,73$ Тл, в центре ловушки $B_{\min} = 0,59$ Тл. Начало отсчёта горизонтальной оси соответствует положению окна ввода СВЧ излучения в разрядную камеру

ля составляла около 13 мс, максимальная индукция магнитного поля в пробке 3,15 Тл (здесь и далее приводятся данные измерений на оси ловушки), пробочное отношение равно 5. Расстояние между максимумами магнитного поля в пробках (длина ловушки) равно 25 см. Распределение магнитного поля приведено на рис. 2. (сплошная кривая).

Резонансный нагрев плазмы осуществлялся на основной гармонике гирочастоты в квазипостоянном магнитном поле (импульс микроволнового излучения подавался в момент времени, соответствующий максимуму тока соленоидов). Область ЭЦР поглощения занимала промежуточное положение между пробкой и центральным сечением ловушки и соответствовала индукции магнитного поля 1,34 Тл (см. рис. 2). Рабочий газ (азот) инжектировался в разрядную камеру через импульсный клапан 5 из колбы 6 с давлением газа 0,13 Торр. Концентрация газа в разрядной камере возрастала со скоростью примерно $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. Импульсная инжекция газа позволяет организовать устойчивый пробой газа при низком фоновом давлении, а также обеспечить необходимый поток нейтральных частиц для поддержания разряда.

Нагрев в условиях ЭЦР позволяет создавать на данной установке двухкомпонентную плазму, содержащую плотную холодную компоненту (концентрация порядка 10^{13} см^{-3} , температура 300 эВ) с изотропным распределением частиц по скоростям и менее плотную компоненту горячих электронов (концентрация порядка 10^{10} см^{-3} , температура 10 кэВ) с анизотропной функцией распределения. Кинетическая энергия горячей компоненты в основном обусловлена поперечным

по отношению к магнитному полю движением [16, 20].

Поток энергичных электронов, высыпаящихся из магнитной ловушки, измерялся в центре диагностической камеры с помощью детектора на основе р-і-п-диода СППД-11-04, позволяющего регистрировать электроны с энергией более 10 кэВ, с временным разрешением порядка 1 нс.

Кроме того, для регистрации потока энергичных электронов на стадии распада плазмы, когда концентрация основной компоненты плазмы значительно меньше, использовался одиночный плоский электрический зонд (см. рис. 1) с площадью 10 см^2 , на который подавалось отрицательное относительно заземлённой диагностической камеры напряжение -100 В .

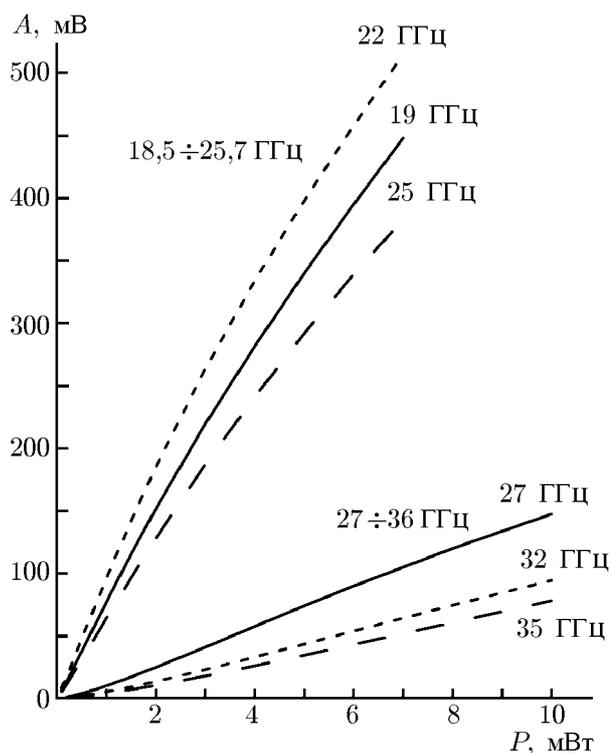


Рис. 3. Зависимость амплитуды A сигнала на детекторе от мощности P электромагнитного излучения, падающего на вход приёмного тракта, для трёх разных частот. Приведены данные для двух из четырёх каналов с полосами пропускания $18,5 \div 25,7 \text{ ГГц}$ и $27 \div 36 \text{ ГГц}$ соответственно

никовых детекторов с волноводным входом. Для «параллельного» спектрального анализа весь частотный диапазон приёма (от 9 до 47 ГГц) был разделён на 4 канала с помощью специальных СВЧ фильтров. Каждый канал состоял из полосового фильтра, обеспечивающего необходимую полосу пропускания и крутизну частотной характеристики, и фильтра нижних частот на многогребневых секциях, обеспечивающего дополнительное подавление излучения с высокими частотами. В эксперименте использовались приёмные каналы с полосой пропускания $9,4 \div 17,9$; $18,5 \div 25,7$; $27 \div 36$ и $38,5 \div 47,0 \text{ ГГц}$. Фильтры были подобраны таким образом, чтобы избежать попадания мощного излучения гиротрона на частоте $37,5 \text{ ГГц}$ в полосы пропускания фильтров (ослабление сигнала вне полосы пропускания более 40 дБ). На рис. 2 представлены полосы пропускания фильтров на фоне распределения магнитного поля для одной из реализаций эксперимента. Для абсолютных измерений интенсивности электромагнитных волн все приёмные каналы были прокалиброваны на специальном стенде с использованием аттестованных источников излучения

Газокинетическое давление плазмы измерялось диамагнитным зондом с площадью 40 см^2 в виде петли из медной проволоки, охватывающей плазменный столб в центральном сечении ловушки. Индуктивность петли равна $0,16 \text{ мкГн}$, что при использовании сопротивления нагрузки 50 Ом даёт постоянную времени схемы диамагнитного зонда 3 нс. Таким образом, конструкция и параметры схемы диамагнитного зонда позволяют регистрировать только быстрые процессы с характерными временами около 10 нс, что предоставляет возможность отделить изменения магнитного потока через петлю, связанные с развитием циклотронной неустойчивости ($10 \div 200 \text{ нс}$), от медленных вариаций долгоживущей холодной компоненты плазмы (с характерным временем около 50 мкс) и квазистационарного магнитного поля ловушки (около 2 мс).

Основное внимание в исследованиях, описанных в данной работе, было уделено измерениям абсолютного значения интенсивности электромагнитного излучения плазмы в различных диапазонах частот. Излучение регистрировалось вдоль и поперёк направления магнитного поля ловушки с помощью приёмных антенн, размещённых вне вакуумного объёма (см. рис. 1). Измерения проводились с помощью набора полупроводниковых детекторов с волноводным входом. Для «параллельного» спектрального анализа весь частотный диапазон приёма (от 9 до 47 ГГц) был разделён на 4 канала с помощью специальных СВЧ фильтров. Каждый канал состоял из полосового фильтра, обеспечивающего необходимую полосу пропускания и крутизну частотной характеристики, и фильтра нижних частот на многогребневых секциях, обеспечивающего дополнительное подавление излучения с высокими частотами. В эксперименте использовались приёмные каналы с полосой пропускания $9,4 \div 17,9$; $18,5 \div 25,7$; $27 \div 36$ и $38,5 \div 47,0 \text{ ГГц}$. Фильтры были подобраны таким образом, чтобы избежать попадания мощного излучения гиротрона на частоте $37,5 \text{ ГГц}$ в полосы пропускания фильтров (ослабление сигнала вне полосы пропускания более 40 дБ). На рис. 2 представлены полосы пропускания фильтров на фоне распределения магнитного поля для одной из реализаций эксперимента. Для абсолютных измерений интенсивности электромагнитных волн все приёмные каналы были прокалиброваны на специальном стенде с использованием аттестованных источников излучения

для нескольких опорных точек по частоте. На рис. 3 приведены калибровочные кривые для двух из четырёх используемых в эксперименте каналов.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЛАБОРАТОРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Электронно-циклотронный резонансный нагрев плазмы проводился импульсным излучением гиротрона в течение 1 мс, далее, после выключения излучения гиротрона, исследовалась электромагнитная активность распадающейся плазмы. Спустя $0,3 \div 0,8$ мс после выключения ЭЦР нагрева (величина задержки уменьшается при увеличении магнитного поля) синхронно со всплесками высвешанных энергичных электронов [18] были зарегистрированы импульсы электромагнитного излучения в направлении, перпендикулярном магнитному полю ловушки (далее будем говорить только об излучении перпендикулярно магнитному полю), частота импульсов превышала 18 ГГц, длительность равна $1 \div 3$ мкс, период следования импульсов $30 \div 50$ мкс. Характерные осциллограммы сигналов приведены на рис. 4. Детекторами, расположенными на оси ловушки, электромагнитное излучение плазмы после выключения импульса накачки зарегистрировано не было.

Электромагнитное излучение плазмы всегда детектировалось только в одном из частотных каналов. При изменении индукции магнитного поля в системе удавалось наблюдать переход излучения плазмы из одного частотного канала в другой. При величине магнитного поля в центре ловушки 0,57 Тл излучение детектировалось в частотном канале $18,5 \div 25,7$ ГГц, а при незначительном увеличении магнитного поля до 0,6 Тл в частотном канале $27 \div 36$ ГГц (индукция магнитного поля приведена для момента времени, соответствующего детектированию излучения). В частотных каналах $9,4 \div 17,9$ ГГц и $38,5 \div 47$ ГГц электромагнитное излучение в направлении поперёк внешнего магнитного поля в условиях эксперимента не было зарегистрировано.

Переход излучения из частотного канала $18,5 \div 25,7$ ГГц в канал $27 \div 36$ ГГц при малом изменении индукции магнитного поля ловушки позволяет предположить, что частота излучения лежит в сравнительно узком диапазоне и увеличивается пропорционально напряжённости магнитного поля. Частоту излучения можно определить более точно. Действительно, ширина полосы непропускания между указанными частотными каналами равна приблизительно 1 ГГц, следовательно, частота излучения находится в диапазоне $25 \div 27$ ГГц при магнитном поле в центре ловушки $0,5 \div 0,6$ Тл. Данное предположение также подтверждается отсутствием в некоторых экспериментах СВЧ сигналов в обоих рассматриваемых каналах, в то время как потоки энергичных электронов, высвешиваемых из ловушки, по-прежнему регистрируются. Это, по-видимому, соответствует попаданию частоты образующегося излучения в частотную область подавления обоих приёмных каналов.

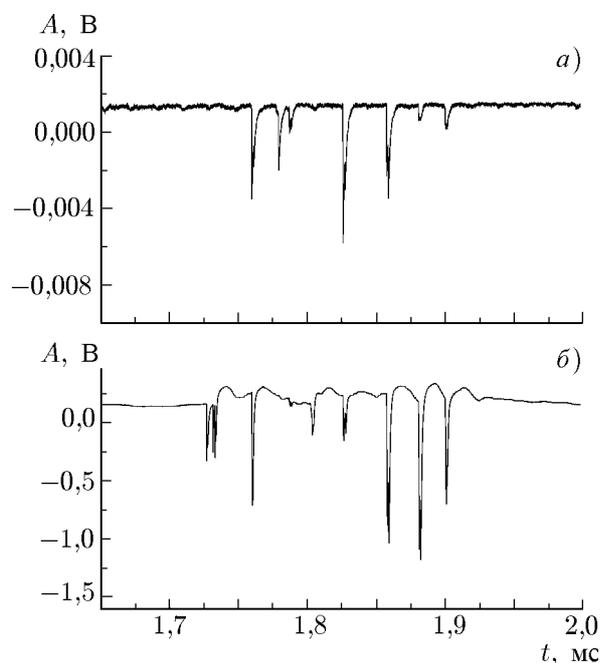


Рис. 4. Характерные осциллограммы сигналов. Выходное напряжение детектора СВЧ излучения, распространяющегося поперёк внешнего магнитного поля, на частотах $18,5 \div 25,7$ ГГц (а) и сигнал с электрического зонда, вызванный электронами, преодолевшими отрицательный потенциал зонда (б). Начало отсчёта времени соответствует моменту включения гиротрона. Излучение гиротрона выключается через 1 мс

Таким образом, частота регистрируемого в направлении поперёк магнитного поля ловушки электромагнитного излучения значительно превосходит гирочастоту электронов в центре ловушки (гирочастота не превышала 17 ГГц для максимального тока в катушках). В то же время частота излучения меньше частоты ЭЦР нагрева плазмы 37,5 ГГц, т.е. область генерации волн в результате резонансного взаимодействия с энергичными электронами на основной гармонике гирочастоты располагается между областью ЭЦР нагрева и центром ловушки (см. рис. 2). Можно предположить, что в этом месте ловушки функция распределения горячих электронов обеспечивает наибольший инкремент развития неустойчивости.

Во всех экспериментах наблюдается существенная ($0,3 \div 0,8$ мс) задержка между моментом выключения ЭЦР нагрева и регистрацией всплеск микроволнового излучения плазмы совместно с высыпаниями энергичных электронов из ловушки. Такая задержка объясняется тем, что при большой концентрации фоновой плазмы во время действия накачки и на начальной стадии распада плазмы неустойчивость подавлена из-за депрессии циклотронного излучения [21]. Развитие неустойчивости становится возможным лишь в достаточно разреженной плазме, при выполнении условия $\omega_{pe}/\omega_{ce} < v_{res}/c$ [19], где ω_{pe} — электронная плазменная частота, ω_{ce} — электронная гирочастота, v_{res} — характерная скорость резонансных электронов, c — скорость света в вакууме. Этим же условием качественно объясняется зависимость времени задержки от индукции магнитного поля в ловушке: в условиях распадающейся плазмы с уменьшающейся во времени концентрацией основной холодной компоненты момент выполнения указанного неравенства наступает раньше при бóльшей индукции магнитного поля, т.е. время задержки уменьшается при увеличении индукции магнитного поля в системе. Согласно расчётам, выполненным в [22], задержка в наших условиях составляет сотни микросекунд, что согласуется с экспериментальными данными.

Характерная амплитуда сигнала с детектора электромагнитного излучения в канале $27 \div 36$ ГГц составляла 150 мВ, что соответствует 10 мВт мощности излучения, падающего на детектор (см. рис. 3). В нескольких реализациях в том же частотном канале наблюдались одиночные всплески СВЧ излучения с амплитудой 600 мВ, что соответствует 40 мВт мощности падающего на детектор излучения.

Для определения полной мощности излучения в указанном частотном диапазоне необходимо знать диаграмму направленности. Однако оценку максимальной мощности излучения можно получить в предположении, что диаграмма направленности изотропна. В этом случае антенна с апертурой $0,72 \times 0,34$ см², расположенная на расстоянии 10 см от центра ловушки, перехватывает $2 \cdot 10^{-4}$ потока излучения в полный телесный угол 4π . Тогда оценка сверху полной мощности составляет примерно 50 Вт в обычном режиме и 200 Вт в режиме больших импульсов. Характерная длительность импульса СВЧ излучения составляет 1 мкс, следовательно, за один импульс излучение выносит из плазмы 50 мкДж энергии, а в большом импульсе — более 200 мкДж.

Оценки энергии, выносимой из плазмы энергичными электронами, были выполнены на основе измерений диамагнитным зондом. На рис. 5 приведены характерные осциллограммы сигнала р-і-п-диода (панель а) и сигнала с диамагнитного зонда (панель б). Выбросы плазмы из ловушки, регистрируемые диамагнитным зондом в виде положительных импульсов, коррелируют с выбросами энергичных электронов, измеряемых р-і-п-диодом. Изменение плотности энергии плазмы $\Delta(NT)$ можно оценить по формуле

$$\Delta(NT) = -\frac{c}{4\pi S} B_0 \int \varepsilon(t) dt,$$

где B_0 — индукция магнитного поля ловушки в точке расположения диамагнитного зонда, S — площадь контура, равная площади цилиндрического основания плазменного столба $S = S_{\text{plasma}} =$

$= 40 \text{ см}^2$, ε — ЭДС индукции, наводимая в цепи зонда, c — скорость света в вакууме. Таким образом, проинтегрировав диамагнитный сигнал за интересующий нас промежуток времени, мы можем определить изменение плотности энергии плазмы. Характерное изменение плотности энергии за один выброс плазмы составляет $10^{13} \text{ эВ} \cdot \text{см}^{-3}$. Умножив полученную величину на объём, занимаемый плазмой, получаем абсолютное изменение энергосодержания плазмы. В условиях наших экспериментов энергосодержание в единичном выбросе плазмы из магнитной ловушки вследствие развития неустойчивости составляет в среднем 10^{16} эВ или $1,6 \text{ мДж}$.

Данные, полученные при помощи диамагнитного зонда, позволили сделать оценку полных энергетических потерь, сопровождающих развитие неустойчивости. Отметим, что к моменту развития неустойчивости энергосодержание холодной компоненты плазмы, согласно оценкам [22], составляет менее 10^{-4} от энергосодержания горячей компоненты. Поэтому диамагнитные измерения свидетельствуют именно о динамике горячей компоненты. Для концентрации горячей компоненты плазмы 10^{10} см^{-3} и температуры 10 кэВ энергия, запасённая в ней в объёме 10^3 см^3 , равна 16 мДж . В результате неустойчивости высыпаящимися энергичными электронами за одну вспышку выносятся $1,6 \text{ мДж}$, что составляет 10% энергии, запасённой в горячей компоненте. На генерацию электромагнитного излучения тратится от 50 до 200 мкДж , т.е. менее 1% запасённой энергии. За всё время распада регистрируется $5 \div 7$ вспышек циклотронной неустойчивости, уносящих до $2/3$ начальной энергии горячей компоненты плазмы. Учёт неоднородностей концентрации распределения горячих электронов как поперёк, так и вдоль ловушки при анализе диамагнитных измерений может только уменьшить эффективный объём, занятый плазмой. Однако это никак не повлияет на долю энергии, выносимой из ловушки горячими электронами, т.к. она не зависит от объёма плазмы. Таким образом, циклотронная неустойчивость играет важную роль в энергетическом балансе распадающейся плазмы, предоставляя более быстрый канал потерь по сравнению с потерями за счёт кулоновских столкновений.

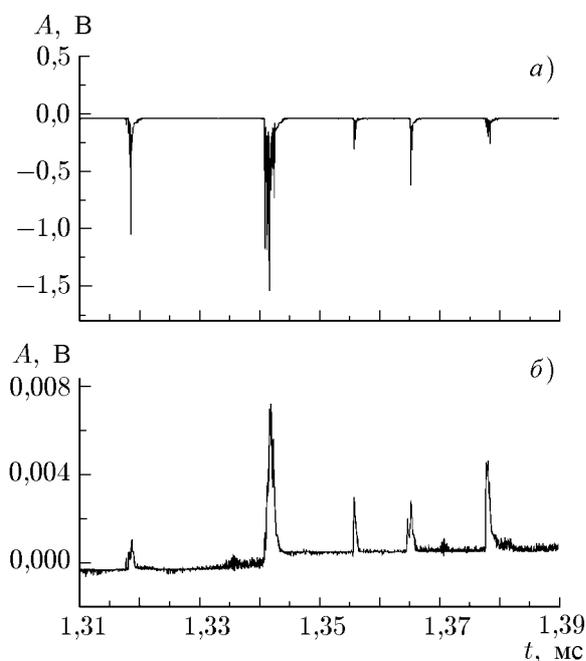


Рис. 5. Измерение потока электронов в эксперименте. Сигнал с р-и-п-диода, регистрирующего энергичные электроны, высыпаящиеся из магнитной ловушки в результате развития неустойчивости (а) и сигнал с диамагнитного зонда (б). Начало отсчёта времени соответствует моменту включения гиротрона. Излучение гиротрона выключается через 1 мс

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые исследованы частотные и энергетические характеристики электромагнитного излучения плазменного циклотронного мазера, активной средой которого является распадающаяся плазма ЭЦР разряда в прямой магнитной ловушке. На стадии распада синхронно с высыпаниями энергичных электронов из ловушки зарегистрированы мощные (до 200 Вт) импульсы электромагнитного излучения, распространяющиеся поперёк магнитного поля, причём частота излучения попадает в интервал между электронной гирочастотой в центре ловушки и частотой ЭЦР нагрева. Синхронность генерируемого излучения с выбросами электронов из ловушки, а также

зависимость частоты излучения от магнитного поля ловушки, подтверждают циклотронный механизм возникающей неустойчивости. Показано, что высыпания электронов из-за циклотронной неустойчивости разреженной плазмы обеспечивают быструю (по сравнению с потерями за счёт кулоновских столкновений) релаксацию запасённой энергии в горячей компоненте плазмы.

Работа выполнена в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы (соглашение 14.132.21.1438) и при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 12–02–31206, 13–02–00951), фонда «Династия» и Совета по грантам Президента Российской Федерации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Беспалов П. А., Трахтенгерц В. Ю. Альфвеновские мазеры. Горький: Институт прикладной физики АН СССР, 1986. 190 с.
2. Trakhtengerts V. Y., Rycroft M. J. Whistler and Alfvén mode cyclotron masers in space. New York: Cambridge University Press, 2008. 354 p.
3. Thorne R. M. // Geophys. Res. Lett. 2010. V. 37. P. L22107.
4. Santolik O., Gurnett D. A., Pickett J. S., et al. // J. Geophys. Res. 2003. V. 108. P. 1278.
5. Trakhtengerts V. Y. // Ann. Geophys. 1999. V. 17. P. 95.
6. Melrose D. B., Instabilities in space and laboratory plasmas. New York: Cambridge University Press, 1986. 280 p.
7. Gurnett D. A. // J. Geophys. Res. 1974. V. 79. P. 4227.
8. Могилевский М. М., Моисеенко И. Л., Романцева Т. В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 93. С. 359.
9. Kennel C. F., Chen R. F., Moses S. L., et al. // J. Geophys. Res. 1987. V. 92. P. 9978.
10. Zarka P. // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. P. 20159.
11. Гапонов-Грехов А. В., Глаголев В. М., Трахтенгерц В. Ю. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. С. 2198.
12. Демехов А. Г., Трахтенгерц В. Ю. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29, № 9. С. 1117.
13. Ard W. B., Dandl R. A., Stetson R. F. // Phys. Fluids. 1966. V. 9. P. 1498.
14. Alikaev V. V., Glagolev V. M., Morozov S. A. // Plasma Phys. 1968. V. 10. P. 753.
15. Garner R. C., Mauel M. E., Hokin S. A., et al. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 1821.
16. Водопьянов А. В., Голубев С. В., Демехов А. Г. и др. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. С. 997.
17. Шалашов А. Г., Водопьянов А. В., Голубев С. В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 84. С. 375.
18. Водопьянов А. В., Голубев С. В., Демехов А. Г. и др. // ЖЭТФ. 2007. Т. 131. С. 330.
19. Голубев С. В., Шалашов А. Г. // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 86. С. 98.
20. Водопьянов А. В., Голубев С. В., Зорин В. Г. и др. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. С. 90.
21. Железняков В. В. Излучение в астрофизической плазме. Москва: Янус-К, 1997. С. 255.
22. Shalashov A. G., Golubev S. V., Gospodchikov E. D., et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2012. V. 54. Art. no. 085023.

Поступила в редакцию 21 января 2013 г.; принята в печать 14 февраля 2013 г.

**GENERATION OF ELECTROMAGNETIC BURSTS IN THE PLASMA
CYCLOTRON MASER**

M. E. Viktorov, A. V. Vodopyanov, S. V. Golubev, I. V. Izotov, and D. A. Mansfeld

We study experimentally the frequency and energy characteristics of electromagnetic waves in the plasma cyclotron maser, where the active medium is the two-component non-equilibrium plasma of an electron cyclotron resonance (ECR) discharge, which is produced by a high-power gyrotron radiation in a mirror trap. At the plasma decay stage, high-power (up to 200 W) pulses of electromagnetic radiation are registered synchronously with precipitation of energy electrons from the trap. This radiation propagates across the magnetic trap, and the radiation frequency fits in the interval between the electron gyrofrequency at the center of the mirror and the frequency of the electron cyclotron resonance heating. Synchronicity of the generated radiation with the electron exhaust out of the trap, as well as the dependence of the radiation frequency on the magnetic field of the trap, confirm the cyclotron mechanism of the arising instability. It is shown that electron precipitation, which is due to cyclotron instability of the low-density plasma ensure fast relaxation (as compared with the loss due to the Coulomb collisions) of the energy stored in the hot component of the plasma.